

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 23

ДЕКАБРЬ, 1985

ВЫПУСК 3

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. IV. ПОЛЕ

 $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ Б. Е. Маркарян: *Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова* 439ДВУМЕРНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ОКОЛСЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ СЕЙФЕРТОВОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275*Л. П. Метик, И. И. Проник* 451ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХСВЕТОВОГО РАЗЛЕТА КОМПОНЕНТОВ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ РАДИОСТРУКТУРЫ КВАЗАРА 3С 345
М. К. Бабаджанян, Е. Т. Белоконь 459РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ В СИСТЕМЕ V*Ю. М. Заварзин* 473ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ГАЛАКТИКЕ*Ф. А. Агаронян, А. С. Амбарцумян* 479О БЕЗВИХРЕВЫХ И "БЕЗМОМЕНТНЫХ" ЭЛЛИПСОИДАХ В ПРОБЛЕМЕ ДИРИХЛЕ*Б. П. Кондратьев* 487УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БАРСТЕРОВ
И. И. Липидус, Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук 503ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД В АССОЦИИ MON R1
Л. А. Павлова, Ф. К. Рспаев 521СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ V 1016 ЛЕБЕДЯ В 1980—1985 ГГ.*А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин* 527МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЗВЕЗДЫ Р ЛЕБЕДЯ*Н. Маркова, И. Колка* 539АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ В ЗАДАЧАХ О ПЕРЕНОСЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙНО РАСШИРЯЮЩИХСЯ СРЕДАХ. II. РЕШЕНИЯ ДЛЯ БЕСКОНЕЧНЫХ И ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕД
С. И. Грачев 551

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ ճ ր ա զ ր ա կ ա ճ Կ ռ ի Բ զ Ի Մ

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ս. Բոլարչուկ, Վ. Գ. Գորրազկի, Լ. Ս. Լուրսե.
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասնիչ, Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր
տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոլն (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ. Յու. Տերեբիժ, Ա. Տ. Քալիտոլյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисповатый-Коган, А. А.
Боярчук, В. Г. Горбачкий, 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. Сваакян, В. В. Соболев
(зам. главного редактора), В. Ю. Терезиж, 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 гра-
ницей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂՍՆԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտա-
բյուրոների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինՖնադիպ հոգվածներ առաջերի
ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության
և առտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային օճմանակիչ
ընկալվածների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ապիրանտների և բարձր կու-
սերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ո. 80 կ., բաժանոր-
դագիրը 10 ո. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Առլուրգեչատ»-ի բոլոր
բաժանմուններում, իսկ առախասանմանում՝ «Մեծգունարդեայա կնիքա» գործակալության մի-
ջոցով, Մասկվա, 200.

УДК: 520.1(479.25)+520.84

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. IV.

ПОЛЕ $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ Б. Е. МАРКАРЯН, Дж. А. СТЕПАНЯН, Л. К. ЕРАСТОВА

Поступила 27 июня 1985

Предлагается четвертый список объектов второго Бюраканского спектрального обзора неба, расположенных на площадке размерами $4^{\circ} \times 4^{\circ}$, с координатами центра $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$. Наблюдения проведены на $40''$ — $52''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с набором трех объективных призм. Список содержит данные о 106 объектах и галактиках и 12-и голубых звездах. Распределение объектов по типам следующее: 16 кандидатов в QSO, 29 — BSO, 32 галактики со значительным УФ-континуумом, среди которых у трех заподозрено наличие слабых сейфертовских особенностей и 29 эмиссионных галактик без заметного УФ-континуума.

Поверхностная плотность QSO и Su до 19^{m} величины — более одного на квадратный градус.

Представляется четвертый список объектов второго Бюраканского обзора неба. Исследовано поле размерами $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ (поле телескопа) с координатами центра $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$.

Наблюдения проведены, как всегда, на $40''$ — $52''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в комбинации с полутора-, трех- и четырехградусными объективными призмами. Для этого поля получено более десяти пластинок на очувствленных в потоке азота эмульсиях Кодак IIIaJ и IIIaF с соответствующими светофильтрами или без них.

Методика наблюдений, отбора и классификации осталась прежней [1—3]. Четвертый список содержит 106 объектов, данные о которых приведены в табл. 1, где последовательно представлены: 1 — порядковый номер, 2 — обозначение SBS (The Second Byurakan Survey); 3 и 4 — экваториальные координаты для равноденствия 1950.0 года; 5 — угловые размеры в секундах дуги; 6 — глазомерные оценки блеска в голубых лучах (B). Звездные величины галактик ярче $15.^{\text{m}}7$ взяты в основном из каталога Цвикки [4]; 7 — обзорный тип согласно выработанной ранее двумерной классификации.

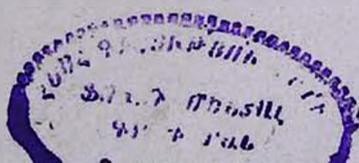


Таблица 7

№	Название SBS	Координаты		Размеры	m _B	Обзорный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1	1207+561	12 ^h 07 ^m .3	+56 11'	7"	18 ^m	BSO
2	1208+544	08.1	54 27	6	18	QSO
3	1208+559	08.1	55 55	5	19.5	BSO
4	1208+554	08.5	55 27	6	18	QSO
5	1208+558	08.5	55 51	6	18.5	BSO
6	1208+563	08.8	56 20	5	19	BSO
7	1209+558	09.1	55 49	6	18	BSO
8	1209+549	09.5	54 55	6	18.5	BSO
9	1209+550	09.5	55 03	9×6	18	sd3
10	1209+551	09.7	55 08	7	18	BSO
11	1210+537	10.5	53 44	12×9	16.5	sd2e
12	1210+570	10.5	57 02	5	18.5	QSO:
13	1211+542	11.2	54 17	14×7	17.5	dse:
14	1211+540	11.6	54 02	8	18	d2e
15	1211+559	11.7	55 56	4	19	de
16	1212+553	12.0	55 18	9	16.5	BSO
17	1212+536	12.1	53 38	7	18	de:
18	1212+558	12.3	55 53	7	17.5	s1e:
19	1212+563	12.4	56 22	3	19.5	de
20	1212+554	12.8	55 29	6	18	NSO
21	1213+547	13.4	54 42	14×7	17.5	sd2
22	1213+549 A	13.4	54 58	8	16.5	BSO
23	1213+568	13.5	56 48	5	19	QSO:
24	1213+549 B	13.6	54 59	15×9	17	de
25	1214+554 *	14.0	55 26	6	18.5	BSO
26	1214+564	14.6	56 27	12×9	17.5	de:
27	1214+558	14.8	55 53	14×9	17.5	ds2e
28	1215+552	15.8	55 14	3	19.5	BSO
29	1216+550 A	16.3	55 01	7	17.5	sd3
30	1216+550 B	16.5	55 05	7	18.5	de:
31	1217+551	17.0	55 07	5	18	sd1e
32	1217+544	17.3	54 24	7	18.5	QSO:
33	1217+535	17.4	53 30	7	18	BSO
34	1217+553	17.5	55 23	6	18.5	s2e:
35	1217+560	17.5	56 01	7	18.5	BSO

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
36	1217+566	12 ^h 17 ^m 6	+56°38'	4"	19 ^m 5	BSO
37	1217+559	17.8	55 59	14×9	16.5.	ds3e:
38	1218+560	18.1	56 00	6	18	de
39	1218+534	18.9	53 27	10	17.5	dse
40	1218+550	18.9	55 05	18×12	16	de
41	1219+559	19.0	55 54	7	18.5	se:
42	1219+560	19.2	56 03	4	19	de:
43	1219+571	19.2	57 07	7	18	de
44	1219+551 A	19.5	55 07	7	18	BSO
45	1219+551 B	19.5	55 06	9×6	17.5	de:
46	1219+542	19.7	54 14	4	19	QSO
47	1219+558	19.7	55 51	7	18	se:
48	1219+539	19.8	53 57	6	18	BSO
49	1220+567	20.0	56 43	4	19	QSO
50	1220+558	20.3	55 52	6	18	dse
51	1220+559	20.6	55 56	6	18	BSO.
52	1220+564	20.6	56 29	4	19.5	QSO
53	1220+544	20.7	54 25	10	16.5	s1e:
54	1220+552	20.8	55 13	20×6	18.5	de
55	1221+537	21.2	53 45	5	19	BSO
56	1221+559	21.2	55 56	10	16.5	s3e:
57	1221+545 A	21.3	54 30	5	18.5	QSO
58	1221+545 B	21.9	54 31	6	18	sd1e
59	1222+546	22.3	54 38	6	18.5	QSO
60	1222+567	22.3	56 44	7	18	ds2
61	1222+557	22.9	55 43	3	19.5	BSO
62	1223+565	23.0	56 32	4	19	BSO
63	1223+533	23.5	53 20	18×4	18	s3e:
64	1223+536	23.6	53 39	6	18.5	s3
65	1223+537 A	23.6	53 43	7	18.5	s3.
66	1223+557	23.6	55 47	15	17	de
67	1223+537 B	23.7	53 43	12×7	18	ds1e
68	1223+567	23.8	56 44	4	19.5	BSO
69	1224+560	24.1	56 05	14×7	17	ds3e
70	1224+533	24.4	53 23	8+8	18.5+18.5	d2e+de.
71	1224+539	24.8	53 58	5	18.5	BSO.
72	1224+536	24.9	53 41	12	17.5	de
73	1224+561	24.9	56 10	4	19.5	QSO

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
74	1225+572	12 ^h 25 ^m .1	+57°12'	18"×10"	15 ^m .4	sd2e
75	1225+537	25.3	53 47	20×14	15.7	dse:
76	1225+571	25.5	57 10	9×6	17.5	de
77	1225+539	25.8	53 55	14×7	17.5	de:
78	1226+542	26.1	54 14	8×5	19.5	de
79	1226+539	26.2	53 57	13×9	16.5	ds2e
80	1227+568 A	27.0	56 49	8	17.5	sd3
81	1227+570	27.2	57 03	4	19	BSO
82	1227+553	27.3	55 23	8	16.5	QSO:
83	1227+568 B	27.4	56 50	7	18	sd1e
84	1227+532	27.6	53 13	8	18.5	ds2
85	1227+563	27.6	56 20	5	19.5	de:
86	1227+539	27.7	53 55	10	17.5	s3
87	1228+533	28.4	53 23	9×6	18.5	s1e:
88	1228+572	28.8	57 15	7	18	de
89	1229+557 A	29.0	55 45	6	18	BSO
90	1229+569	29.1	56 58	4	19.5	QSO:
91	1229+557 B	29.2	55 44	4	19.5	BSO
92	1229+539	29.3	53 54	10×6	17.5	ds3
93	1229+566	29.7	56 39	5	18.5	BSO
94	1229+567	29.8	56 45	36×18	14.6	sde
95	1229+571	29.8	57 10	7	18	BSO
96	1230+560	30.1	56 01	11×8	17	ds2e
97	1230+565	30.1	56 33	4	19	QSO:
98	1230+559	30.6	55 58	6	18	QSO
99	1231+556 ^a	31.6	55 37	15×11	16	sd3
100	1232+549	32.6	54 57	8×5	19	de
101	1232+555	32.6	55 35	6	18.5	QSO
102	1234+553	34.0	55 18	7	18.5	ds2
103	1234+563	34.5	56 22	6	18	BSO
104	1235+559	35.4	55 58	7	18.5	de
105	1235+570	35.6	57 03	14×7	17.5	sd3
106	1236+569	36.7	56 57	10	17	dse:

ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ

- 1207+561 — Голубой звездный объект.
- 1208+544 — Показывает типичное для QSO распределение энергии в непрерывном спектре. Наблюдается утолщение на λ 4000.
- 1208+559 — Голубой звездный объект. В континууме наблюдаются разрывы.
- 1208+554 — Очень голубой, совершенно звездный объект.
- 1208+558 — Голубой звездный объект. В ультрафиолетовой части низкодисперсионного спектра как будто намечается утолщение.
- 1208+563 — Очень голубой звездный объект. На обзорных спектрах наблюдаются разрывы.
- 1209+558 — Голубой звездный объект. По распределению энергии в непрерывном спектре не исключается природа QSO.
- 1209+549 — Очень голубой звездный объект. Не исключено, что галактика.
- 1209+550 — Овальная, с диффузными краями.
- 1209+551 — Очень голубой звездный объект.
- 1210+537 — Овальная. В непрерывном спектре наблюдаются узлы на $\lambda\lambda$ 5300 и 4300.
- 1210+570 — Голубой звездный объект. В ультрафиолетовой части спектра намечается утолщение. Возможный QSO.
- 1211+542 — Сфероидальная, голубая. В спектре как будто намечаются H_{α} и [S II], соответствующие $z = 0.010$.
- 1211+540 — Сферическая, с диффузными краями. В красной и желтой областях спектра наблюдаются очень сильные H_{α} и N_1 , соответствующие $z = 0.005$.
- 1211+559 — Ядерная область слабой галактики. Наблюдается очень слабое, но четкое звездное ядро. В синей области спектра как будто намечается эмиссия.
- 1212+553 — Очень голубой звездный объект.
- 1212+536 — Сфероидальная. Голубая. Намечается H_{α} при $z \sim 0.020$.
- 1212+558 — Сферическая. Совершенно не отличается от звезд.
- 1212+563 — Ядерная область очень слабой галактики. Голубая. Четко наблюдается эмиссия на λ 5300, по-видимому, N_1 .
- 1212+554 — Нейтрального цвета. Показывает нехарактерное для звезд распределение энергии в непрерывном спектре.
- 1213+547 — Овальная, голубая.
- 1213+549 A — Голубой объект.
- 1213+568 — Голубой объект. Спектр короткий, почти без ультрафиолета. Намечается утолщение в синей области спектра на λ 4400.

- 1213+549 В— Сфероидальная. Вытянута почти на α . На обзорных снимках наблюдаются очень сильные H_{α} и N_1 на $z \sim 0.010$.
- 1214+554 — Голубой объект. Континуум разорван. По виду спектра, возможно, галактика.
- 1214+564 — Ядерная область пекулярной галактики. Голубая. Намечаются H_{α} и N_1 , соответствующие $z \sim 0.020$.
- 1214+558 — Овальная, с диффузным юго-западным краем. На низкодисперсионных спектрах наблюдаются сильные H_{α} , N_1 и $\lambda 3727$, соответствующие $z \sim 0.035$. Возможно, тесно-двойная.
- 1215+552 — Голубой звездный объект.
- 1216+550 А— Овальная, компактного вида. Голубоватая.
- 1216+550 В— Сферическая, с диффузными краями. Голубая. Намечается H_{α} при $z \sim 0.020$.
- 1217+551 — Почти не отличается от звезд. В спектре наблюдаются H_{α} и N_1 с $z \sim 0.010$. Возможно присутствие слабых сейфертовских особенностей.
- 1217+544 — Голубой звездный объект. В синей области спектра на $\lambda 4600$ наблюдается утолщение.
- 1217+535 — Чрезвычайно голубой звездный объект.
- 1217+553 — Совершенно не отличается от звезд. Голубая. Намечается узел в низкодисперсионном спектре на $\lambda 5300$.
- 1217+560 — Голубой звездный объект. Не исключено, что галактика.
- 1217+566 — Очень голубой звездный объект. В синей части спектра как будто намечается утолщение.
- 1217+559 — Овальная. В низкодисперсионном спектре наблюдаются очень сильные H_{α} и N_1 , соответствующие $z \sim 0.035$.
- 1218+560 — Сферическая. Северо-западный компонент пары. В красной области спектра наблюдается умеренной интенсивности H_{α} при $z \sim 0.035$, в желтой — намечается эмиссия при $\lambda 5200$, по-видимому, N_1 .
- 1218+534 — Сферическая. В красной области на обзорных снимках наблюдается эмиссионная линия H_{α} , соответствующая $z \sim 0.035$.
- 1218+550 — Овальная. Голубая. Вытянута по α . В красной области наблюдается умеренной интенсивности H_{α} при $z \sim 0.030$. В желтой области намечается N_1 .
- 1219+559 — На картах Паломарского обозрения почти не отличается от звезд. Наблюдается H_{α} на $z \sim 0.035$.
- 1219+560 — Расположена на юго-западном краю спиральной галактики. Очень голубая. По-видимому, сверхассоциация. В спектре намечается H_{α} при $z \sim 0.030$.

- 1219+571 — Сферическая. Голубая. Диффузная. В красной области низкодисперсионного спектра наблюдается сильная H_2 с $z \sim 0.005$.
- 1219+551 А— Чрезвычайно голубой звездный объект.
- 1219+551 В— Овальная. Намечается H_2 и N_1 на $z \sim 0.030$.
- 1219+542 — Очень голубой звездный объект. В ультрафиолетовой части спектра наблюдается узел.
- 1219+558 — На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. В красной области спектра намечается H_α при $z \sim 0.035$.
- 1219+539 — Голубой звездный объект с сильным ультрафиолетовым континуумом. Не исключено, что это галактика.
- 1220+567 — Показывает типичное для QSO распределение энергии в непрерывном спектре.
- 1220+558 — Сферическая, с диффузными краями. Красная. На λ 5400 наблюдается эмиссия.
- 1220+559 — Голубой звездный объект.
- 1220+564 — Очень голубой и очень слабый звездный объект. В спектре наблюдаются узлы в синей и ультрафиолетовой частях.
- 1220+544 — На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. Голубая. По распределению энергии в непрерывном спектре можно заподозрить наличие слабых сейфертовских особенностей.
- 1220+552 — На картах Паломарского обозрения вытянутая по α плоскости. На наших обзорных снимках состоит из трех сгущений. У всех сгущений намечаются H_α и N_1 .
- 1221+537 — Чрезвычайно голубой звездный объект.
- 1221+559 — Центральная часть слабой спирали. МКГ 9-20-163.
- 1221+545 А— В ультрафиолетовой части спектра уверенно наблюдается сильная эмиссия, возможно L_2 . Можно уверенно предсказать природу QSO.
- 1221+545 В— Почти не отличается от звезд. Очень голубая. В спектре наблюдаются очень сильные H_2 и N_1 , соответствующие $z \sim 0.010$.
- 1222+546 — Показывает типичное для QSO распределение энергии в непрерывном спектре.
- 1222+567 — Сферическая. На картах Паломарского обозрения почти не отличается от звезд. Уступает по интенсивности звездам тех же изображений.
- 1222+557 — На картах Паломарского обозрения очень слабая. В ультрафиолетовой части спектра наблюдаются узлы. Возможный QSO.

- 1223+565 — Голубой звездный объект. Наблюдаются утолщения в спектре. Можно заподозрить природу QSO.
- 1223+533 — Сильно вытянутая по склонению галактика.
- 1223+536 — Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения.
- 1223+537 А — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения.
- 1223+557 — Ядерная область пекулярной галактики. МКГ 9-20-174.
- 1223+537 В — На картах Паломарского обозрения овальная. По обзорным снимкам — тесно-двойная, в общей диффузной оболочке, с расстоянием между компонентами около 3". У обоих компонентов наблюдаются очень сильные N_1 и λ 3727.
- 1223+567 — Голубой звездный объект. В ультрафиолетовой и в синей областях спектра намечаются узлы. Вероятно, QSO.
- 1224+560 — Эллипсоидальная. Вытянута по α . На низкодисперсионных спектрах наблюдаются сильные $N_1 + N_2 + H_\beta$.
- 1224+533 — Тесная пара в контакте и в обширной туманной оболочке. Расстояние между компонентами около 5". Данные относятся к ядрам. Юго-западный компонент — более конденсированный и голубой — имеет очень сильные H_α и N_1 с $z \sim 0.010$. У северо-восточного — более диффузного компонента H_α и N_1 еле заметны. МКГ 9-20-182.
- 1224+539 — Голубой звездный объект. Находится между двумя слабыми галактиками. Возможно, является галактикой.
- 1224+536 — Ядерная область галактики неясной структуры. Как будто намечается N_1 .
- 1224+561 — Голубой звездный объект без заметного ультрафиолета. На низкодисперсионных спектрах наблюдается утолщение на λ 4800.
- 1225+572 — Сфероидальная. Наблюдается H_α при $z \sim 0.010$. МКГ 10-18-50.
- 1225+537 — Овальная, голубая, диффузная. В спектре наблюдается умеренной интенсивности H_α при $z \sim 0.030$. МКГ 9-20-184.
- 1225+571 — Овальная, голубая, диффузная. На обзорных снимках наблюдается сильная H_α при $z \sim 0.020$.
- 1225+539 — Голубая, овальная. Умеренная H_α наблюдается при $z \sim 0.035$.
- 1226+542 — Галактика неясной структуры. Звездная величина относится к ядерной области. Наблюдаются H_α и, по-видимому, $N_1 + N_2 + H_\beta$ при $z \sim 0.030$.
- 1226+539 — Овальная. Возможно, тесно-двойная. Нейтрального цвета. На обзорных спектрах наблюдаются умеренной интенсив-

ности H_{α} и $N_1 + N_2 + N_3$, а также λ 3727, соответствующие $z \sim 0.035$.

- 1227+568 А— Сферическая.
- 1227+570 — Голубой звездный объект.
- 1227+553 — Голубой звездный объект. Континуум очень интенсивный.
- 1227+568 В— Северо-восточный компонент двойной системы. Очень голубая.
- 1227+532 — Сферическая, с диффузными краями.
- 1227+563 — Сферическая, очень голубая галактика. Намечается H_{α} с $z \sim 0.020$.
- 1227+539 — Сферическая. Голубая. Совершенно не отличается от звезд.
- 1228+533 — Ядерная область слабой галактики с выбросом на юго-западе. Овальная. Возможно присутствие слабых сейфертовских характеристик.
- 1228+572 — Овальная, диффузная, голубая. На обзорных снимках наблюдается сильная H_{α} на $z \sim 0.005$.
- 1229+557 А— Голубой звездный объект.
- 1229+569 — Очень голубой звездный объект. В спектре намечаются утолщения.
- 1229+557 В— Голубой звездный объект.
- 1229+539 — Овальная, нейтрального цвета.
- 1229+566 — Голубой звездный объект.
- 1229+567 — Овальная галактика с мало выраженной центральной областью. H_{α} намечается при $z \sim 0.005$. NGC 4511.
- 1229+571 — Голубой звездный объект. Не исключено, что переменный.
- 1230+560 — Овальная, голубая. Вытянута с северо-востока на юго-запад. Северный член тройной системы. На низкодисперсионных снимках наблюдаются очень сильные H_{α} и N_1 , соответствующие $z \sim 0.030$.
- 1230+565 — Голубой, совершенно звездный объект.
- 1230+559 — Очень голубой звездный объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре можно уверенно предсказать природу QSO. Наблюдаются узлы на $\lambda\lambda$ 5000 и 3700.
- 1231+556 — Галактика неясной структуры.
- 1232+549 — Овальная, диффузная, вытянута по z . Не исключено, что двойная. Наблюдаются H_{α} и [S II], соответствующие $z \sim 0.005$.
- 1232+555 — Голубой звездный объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре и по наблюдающимся узлам

в синей и ультрафиолетовой частях спектра можно уверенно предсказать природу QSO.

- 1234+553 — На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. Несколько уступает по интенсивности звездам таких же изображений.
- 1234+563 — Очень голубой звездный объект.
- 1235+559 — Головка кометообразной галактики. Очень голубая. Как будто намечается H_{α} . Уверенно наблюдается N_1 с $z \sim 0.030$.
- 1235+570 — Овальная, голубая.
- 1236+569 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. Вытянута почти по склонению. По цвету нейтральная. Размеры относятся к ядерной области. На низкодисперсионных снимках наблюдается слабая H_{α} , соответствующая $z \sim 0.010$.

В описаниях к таблице приведены спектральные и морфологические особенности обнаруженных объектов как по низкодисперсионным спектральным снимкам, так и по картам Паломарского обозрения, а в ряде случаев даются приближенные значения красного смещения для эмиссионных галактик, определенные по положению линий H_{α} и $[S II]$, а иногда H_{β} и $[O III]$.

В табл. 2 приведен список 12 голубых звезд, обнаруженных в том же поле. В табл. 3 приводится распределение объектов по типам:

Таблица 2

№	Название SBS	Координаты		m_B
		α_{1950}	δ_{1950}	
1	1210+537	$12^h 10^m 5$	$+53^{\circ} 43'$	18 ^m
2	1210+533	10.9	53 20	14.5
3	1214+557	14.5	55 46	17.5
4	1217+559	17.9	55 59	18
5	1218+539	18.9	53 54	19.5
6	1219+534	19.0	53 26	14
7	1223+533	23.2	53 18	18.5
8	1224+569	24.8	56 55	19
9	1226+570	26.3	57 01	18.5
10	1228+541	28.1	54 07	18.5
11	1228+551	28.3	55 08	18
12	1232+564	32.3	56 24	18.5

Кроме того, на этой площадке расположены четыре известные галактики Маркаряна—Марк 201, 207, 219 и 1472, а также QSO 4C 53.24 [5].

Наличие слабых сейфертовских особенностей заподозрено у трех объектов: SBS 1217+551, 1220+544 и 1228+533. Присутствие сейфертовских характеристик следует ожидать и среди кандидатов в QSO и BSO.

Таблица 3

Тип	Галактики			QSO	BSO	BS	Всего
	с УФ-избытком		без УФ-избытка				
		Sy					
Количество	29	3	29	16	29	12	118

В изучаемом поле обнаружены два объекта, показывающие тесную двойственность — SBS 1223+537 В и 1224+533, причем один из них — SBS 1223+537 В не разрешим на картах Паломарского обозрения.

Поверхностная плотность QSO и родственных им объектов сейфертовского типа равна более одного на квадратный градус. Поверхностная плотность эмиссионных галактик по сравнению с другими площадками второго обзора несколько низка: около 4-х на квадратный градус.

Прилагаются карты отождествления для всех объектов табл. 1 и 2, отпечатанные с голубых карт Паломарского обозрения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. IV.

THE FIELD $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$

B. E. MARKARIAN, J. A. STEPANIAN, L. K. ERASTOVA

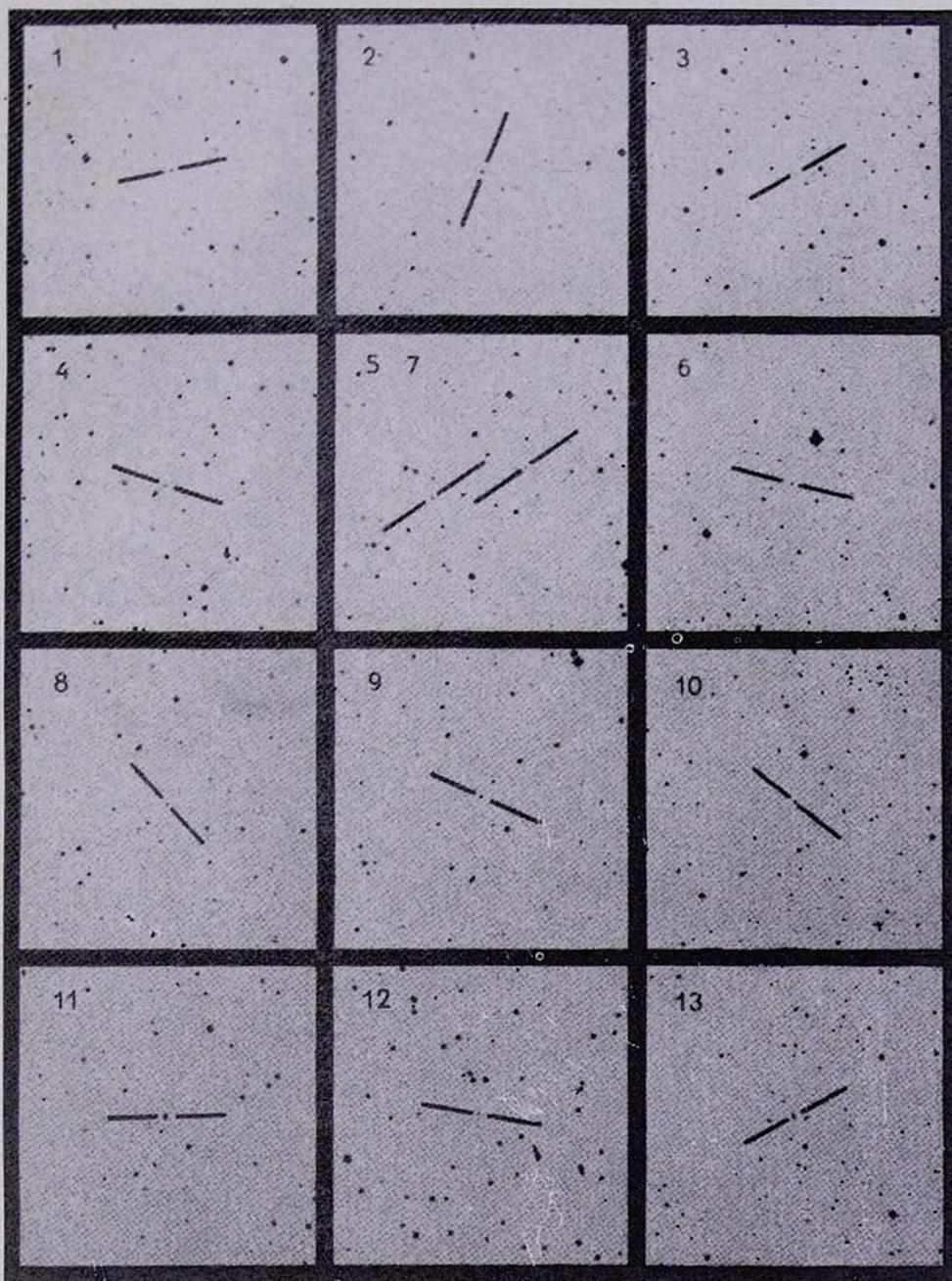
The fourth list of objects of the Second Byurakan survey covering a field of 4×4 degrees and centred on $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ is presented. The observations were made with the 40 — 52" Schmidt telescope of the Byurakan Observatory using a set of three objective-prisms. This list contains data on 106 objects and galaxies and 12 blue stars. The type distribution of objects is as follows: 16 candidates of QSO, 29 BSO, 32 galaxies with significant UV continuum, the Seyfert characteristics can be suspected among three of them and 29 emission line galaxies without noticeable UV continuum. The surface density of QSO and Sy objects till 19^{m} is more than one per square degree.

ЛИТЕРАТУРА

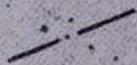
1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
4. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Switzerland*, 4, 1968.
5. A. Hewitt, G. Bartridge, *Ap. J., Suppl. ser.*, 43, 57, 1980.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в голубых лучах). Размеры $16' \times 16'$. Север сверху, восток слева.



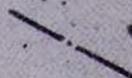
14



15 18



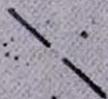
16



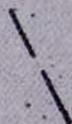
17



19



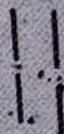
20



21



22 24



23



25



26



27



28



29 30 31



32



33



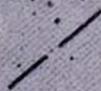
34



35 37



36



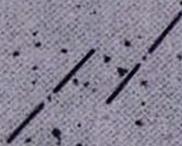
38 40



39



41 47



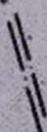
42



43



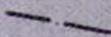
44 45



46



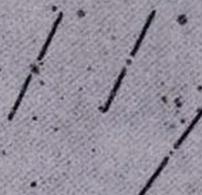
48



49



50 51 56



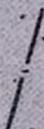
52



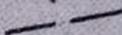
53



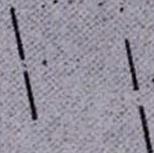
54



55



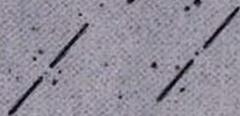
57 58



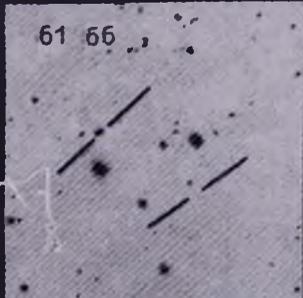
59



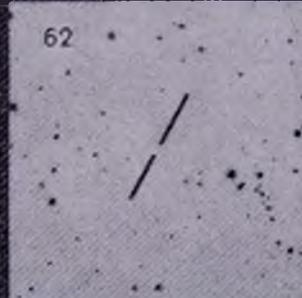
60 68



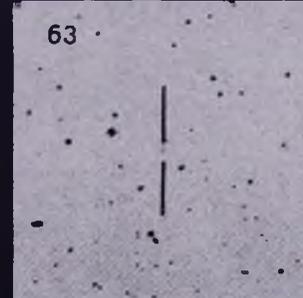
61 66



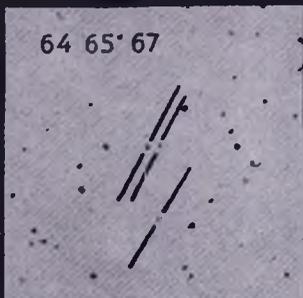
62



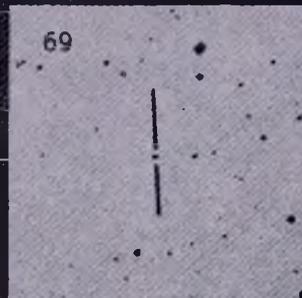
63



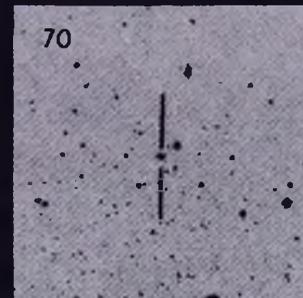
64 65 67



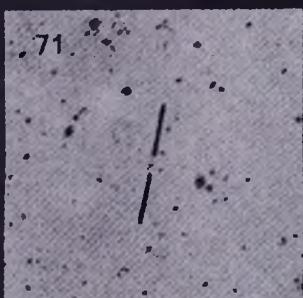
69



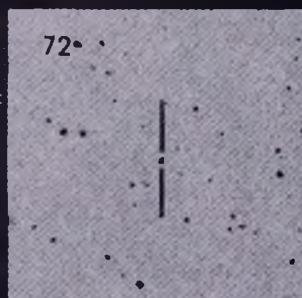
70



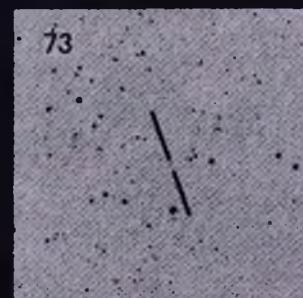
71



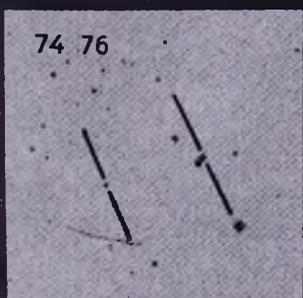
72



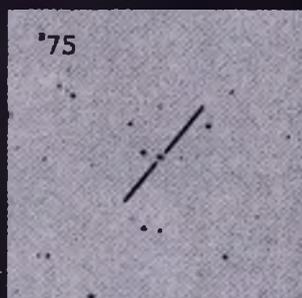
73



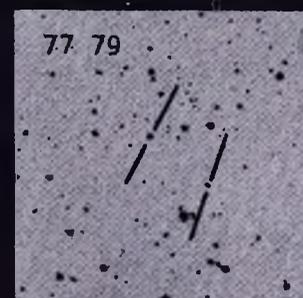
74 76



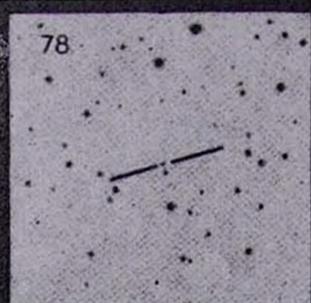
75



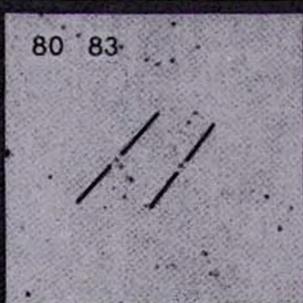
77 79



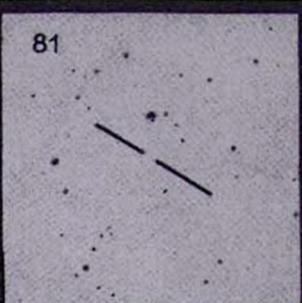
78



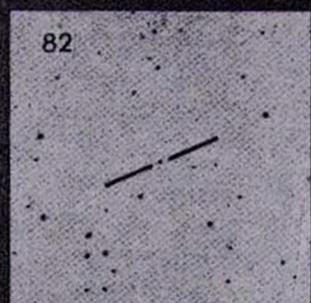
80 83



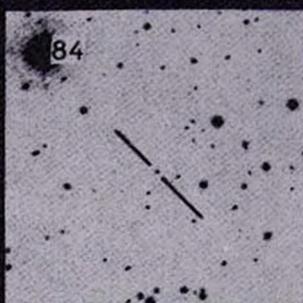
81



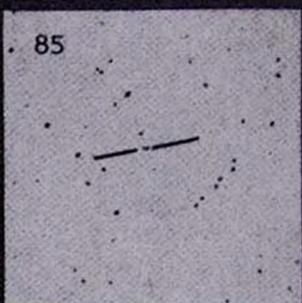
82



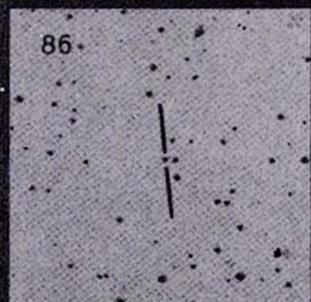
84



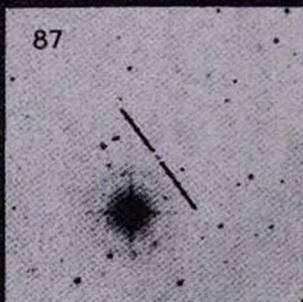
85



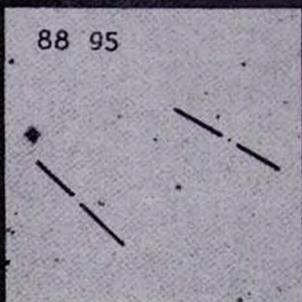
86



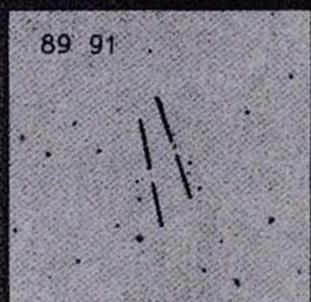
87



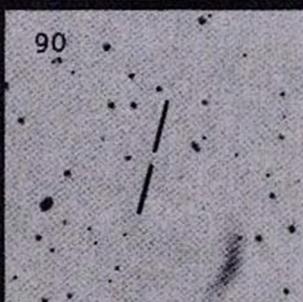
88 95



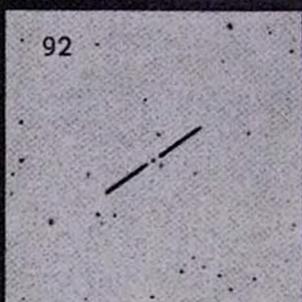
89 91



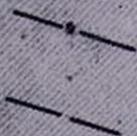
90



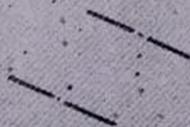
92



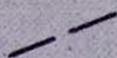
93 94



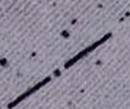
96 98



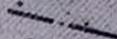
97



99



100



101



102



103



104



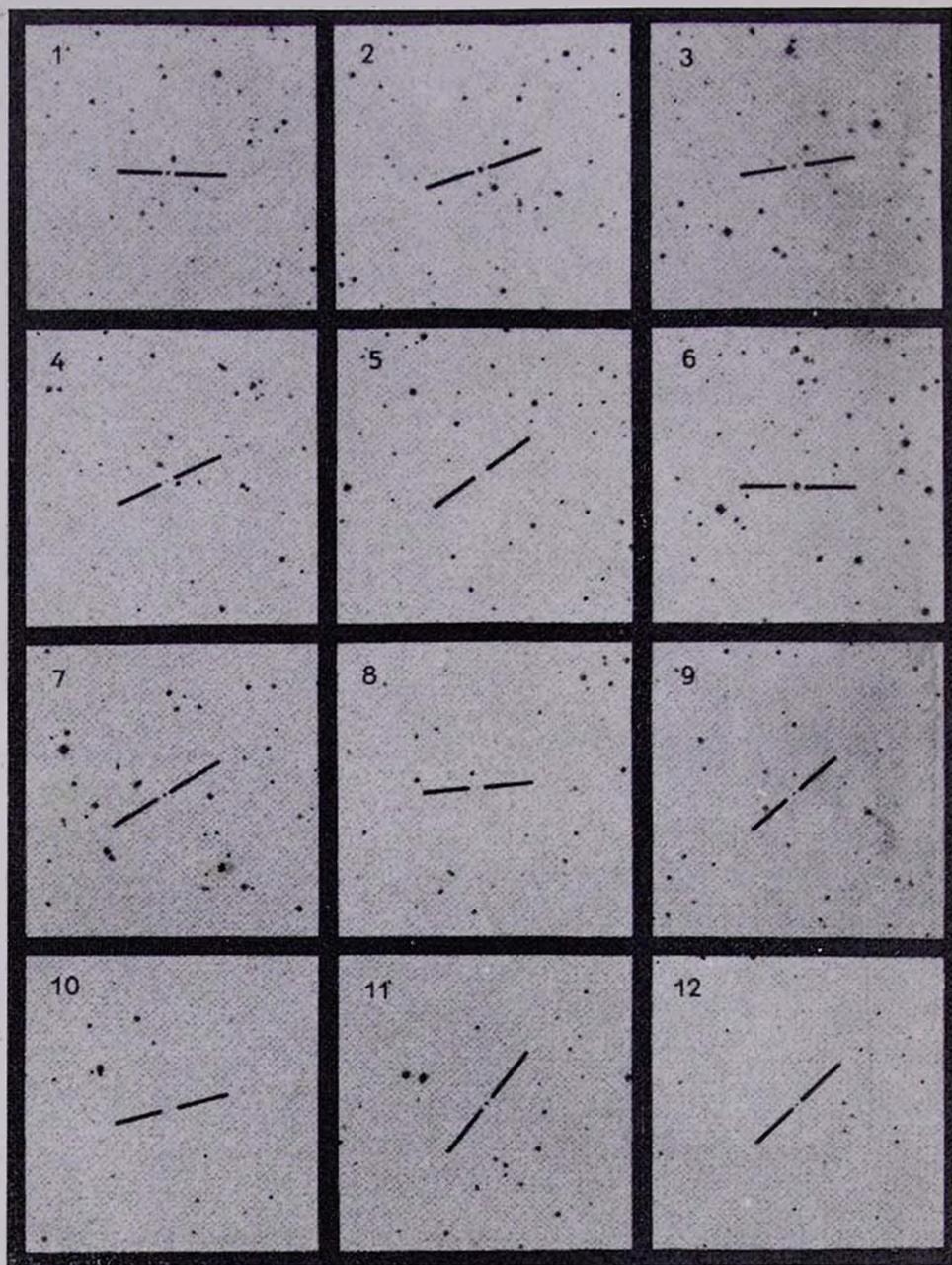
105



106



КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗД
(в голубых лучах). Размеры $16' \times 16'$. Север сверху, восток слева.



УДК: 524.45 NGC:520.82

ДВУМЕРНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ
СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Л. П. МЕТИК, И. И. ПРОНИК

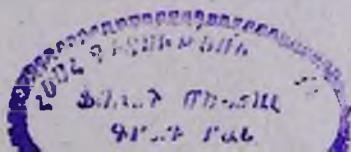
Поступила 30 апреля 1985

Принята к печати 3 августа 1985

Приведены результаты двумерной фотометрии околоядерной области сейфертовской галактики NGC 1275. Наблюдения проводились в прямом фокусе 6-м телескопа с ЭОП УМ-92 и стеклянными фильтрами ($\lambda_{\text{эфф.}} = 4800 \text{ \AA}$ и 6650 \AA). Масштаб изображения на негативах — $17.''5$ в мм. Получены карты распределения яркости в ядре и околоядерной области галактики. Подтверждается вытянутость ядра NGC 1275 в северо-восточном направлении, которая может быть обусловлена взаимодействием ядра со звездобразной деталью, расположенной в $7''$ к северо-востоку от него. Ядро, возможно, состоит из двух или более компонентов. Определены доли звездной и незвездной составляющих в излучении ядра галактики. В момент наших наблюдений 15.01.1977 г. доля незвездной составляющей излучения ядра галактики в диафрагмах $5''$ и $10''$ в спектральной области $4800\text{--}6650 \text{ \AA}$ равнялась 90 и 75% соответственно.

1. *Введение.* Для понимания природы ядер сейфертовских галактик большое значение имеют обнаружение и исследование признаков взаимодействия этих ядер с околоядерными областями. Такого рода исследования в Крымской обсерватории проводились методом многоцветной фотометрии и спектрально для сейфертовских галактик Маркарян 34, 40, 42, 69, 205, 279, 290, 298 и NGC 1275 [1—10]. Наибольший интерес вызывает галактика NGC 1275, поскольку она обладает многими особенностями, имеющими прямое или косвенное отношение к активности ее ядра. Из обзора литературы для этой галактики, который мы приводили ранее [5, 6, 10], видно, что связь ядра с околоядерными областями галактики NGC 1275 практически не изучена.

Для выяснения картины взаимодействия ядра NGC 1275 с близлежащими деталями мы исследовали методом фотометрических разрезов 14 прямых снимков, полученных в прямом фокусе 6-м телескопа с применением двух стеклянных фильтров ($\lambda_{\text{эфф.}} = 4800$ и 6650 \AA) [10]. Картина оказалась сложной, поэтому была предпринята двумерная фотометрия этих же снимков, результаты которой мы приводим ниже.



2. *Наблюдения и результаты обработки.* Условия наблюдений и наблюдательный материал подробно описаны в статье [10]. Качество изображения было 1."5. Масштаб изображения на пленке 17."5 в мм.

Двумерная фотометрия снимков галактики NGC 1275 проведена на фотометрическом комплексе САО, описание системы и технические характеристики которого приведены в статье А. Ф. Назаренко [11]. В качестве устройства ввода информации использован автоматический микроденситометр АМД-1. Вывод информации осуществлялся на печатающее устройство. Автоматизированная система обработки негативов проведена А. Ф. Назаренко по составленной им программе. Размер щели АМД-1 соответствовал на негативе 0.02×0.02 мм. Согласно [11] в пределах измеряемых фотометрических плотностей $0 \leq D \leq 4.5$ точность измерения оптической плотности порядка 1%—1.5%. Погрешность в координатах на базе 150 мм составляет 0.005 мм. Максимальный размер измеряемой области на негативе равен 33 мм, поэтому точность координат была не ниже 0.005 мм.

Результаты двумерной фотометрии представлены в виде карт распределения фотометрических плотностей D (или поверхностных яркостей I) околоядерной области галактики NGC 1275 размером $25'' \times 25''$ и звезды сравнения. Ядро галактики и близлежащие детали отличаются по яркости более, чем на 3^m , поэтому и ядро, и детали мы исследовали по снимкам, полученным с разными экспозициями.

На рис. 1а, б приведены карты, полученные с негативов высокой фотометрической плотности и с шагом сканирования 0.010 мм. Они использовались для исследования детали «b» и перемычки «ab». В центре ядро «a» галактики, в левом верхнем углу на расстоянии примерно $7''$ от ядра — звездообразная деталь «b». На всех картах высокой фотометрической плотности в обоих спектральных диапазонах хорошо видно следующее:

1. Деталь «b» вытянута в направлении ядра галактики.

2. Звездообразная деталь «b» и ядро «a» галактики соединены перемычкой, направление которой немного не совпадает с направлением вытянутости детали «b».

3. Область взаимодействия ядра «a» и детали «b» (область повышенной яркости) имеет форму конуса, вершина которого — деталь «b», угол при вершине конуса порядка 50° , а направляющие конуса охватывают ядро галактики. Перемычка между ядром «a» и деталью «b» проходит не по центру конусообразной области. По сравнению с соседними участками галактики эта область характеризуется более высокой яркостью и сама неоднородна по яркости. Маловероятно, что область высокой яркости обусловлена только газовой составляющей, хотя ее влияние не исключено

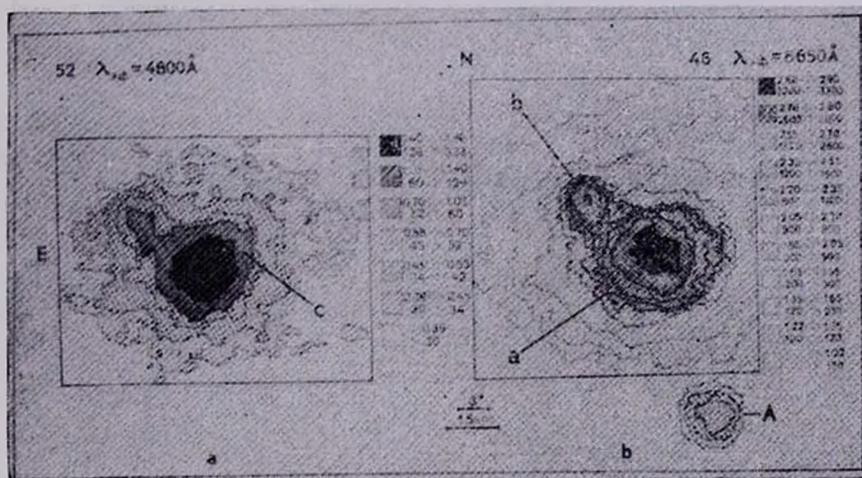


Рис. 1. Фотометрические карты околоядерной области галактики NGC 1275, полученные с шагом сканирования 0.010 мм: а — в голубых лучах, б — в красных. Цифры за рамкой: номера негативов; фотометрические плотности (D) и поверхностные яркости (I) областей галактики; масштаб — на картах. На № 46 внизу приведена карта звезды сравнения — «А». Как и в [10]: «а» — ядро галактики, «б» и «с» — детали в околоядерной области.

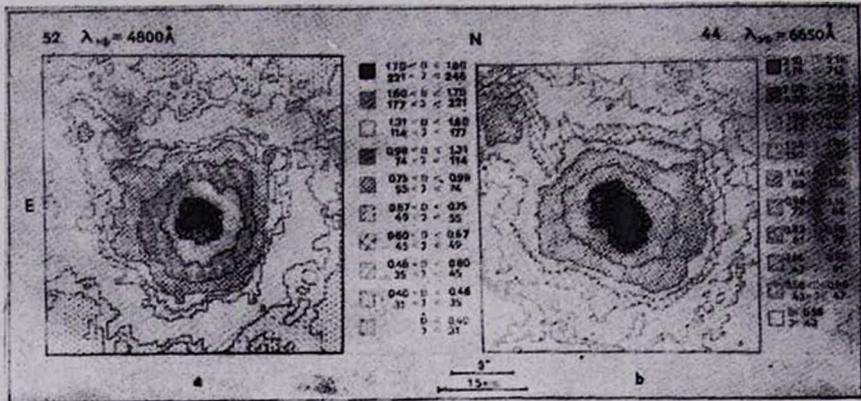


Рис. 2. Фотометрические карты ядра галактики NGC 1275, полученные с шагом сканирования 0.005 мм: а — в голубых лучах, б — в красных. Обозначения как на рис. 1.

К ст. Л. П. Метик, И. И. Проник

(см. [12]). Следует напомнить, что использованные при наших наблюдениях стеклянные фильтры имеют полуширину пропускания 1000 \AA [10]. Поэтому мы считаем, что повышенную яркость в перемычке и конусе можно объяснить более высокой плотностью звезд как ранних, так и поздних спектральных классов. По-видимому, в этих участках галактики, по сравнению с соседними, в течение 10^8 — 10^9 лет идет более активный процесс звездообразования за счет постоянного притока газа, существующего между ядром и деталью «b».

На рис. 2 а, б (снимки меньшей фотометрической плотности, они использованы для исследования ядра) представлены 2 карты ядерной области галактики NGC 1275, полученные с шагом сканирования 0.005 мм , из которых следует:

1. На снимках в красных лучах ядро «а» галактики вытянуто в направлении детали «b». В синих лучах вытянутость менее заметна. Положения области максимальной яркости внутри вытянутого ядра в синих и красных лучах не совпадают. Мы предполагаем, что вытянутость ядра и детали «b» в одном направлении — это результат длительного взаимодействия ядра с деталью «b». Вытянутая форма ядра свидетельствует о том, что ядро не является единым однородным телом, а состоит, по крайней мере, из двух ядер сейфертовского типа [10]. Быстрая переменность ядра галактики NGC 1275, отмеченная в [10], свидетельствует о наличии в нем, по крайней мере, одного компактного источника синхротронного излучения.

2. Околоядерная область размером $\sim 6''$ (или 3 кпс), включающая ядро галактики и области взаимодействия ядра с деталями «b» и «с» (как видно из рис. 1, 2), вытянута по-разному: в красных лучах — в сторону детали «b», в синих — в сторону детали «с», находящейся в $3''$ от ядра в северо-западном направлении. Этот факт позволяет предположить, что области наиболее активного взаимодействия в процессе эволюции галактики меняют свое положение со временем. Если раньше, около 10^8 — 10^9 лет назад, самой активной была область между ядром «а» и деталью «b», то теперь это — область между ядром «а» и деталью «с». Эта деталь расположена на конце сравнительно молодой перемычки, выходящей из области между компонентами ядра галактики. Можно предположить, что компоненты ядра галактики взаимодействуют с веществом околоядерной области независимо. Такое взаимодействие газа низкой скорости с двумя компонентами ядра подтверждается наличием двух кинематических центров газа низкой скорости в области ядра галактики [13].

Важной характеристикой ядер галактик сейфертовского типа является величина доли звездной и незвездной составляющих в их излучении, измеренном с разными диафрагмами.

По фотометрическим картам мы построили гистограммы, представляющие средний ход поверхностной яркости в зависимости от расстояния до центра. Пример такой гистограммы дан на рис. 3. Гистограммы позволили оценить относительную долю излучения центральной области галактики в разных диафрагмах. В момент наших наблюдений галактика NGC 1275 в диафрагме 27."7 согласно [14] имела такую же яркость, как при наблюдениях [15], поэтому мы имели возможность сравнить наши данные с фотоэлектрическими *UBV*-наблюдениями. Из табл. 1, где приведены результаты сравнения, следует, что относительные яркости галактики в диафрагмах 10" и 13."5 по двум определениям практически совпадают, а в диафрагмах 13."5 и 5" различаются на 0.^m2, что в пределах точности фотографического метода. По этим же гистограммам мы оценили долю незвездной составляющей в излучении галактики в диафрагмах 5" и 10".

Таблица 1
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИКИ
NGC 1275 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В 3-х
ДИАФРАГМАХ

D	ΔB [15]	Δm_{4800}	Δv [15]	Δm_{6850}
5"	0. ^m 97	0. ^m 78	0. ^m 98	0. ^m 79
10	0.64	0.61	0.61	0.56
13.5	0	0	0	0

Как видно из рис. 3, яркость галактики с расстоянием от центра изменяется крайне неравномерно: вблизи центра яркость падает круто, а начиная с расстояния порядка 5" — более полого. Область крутого падения

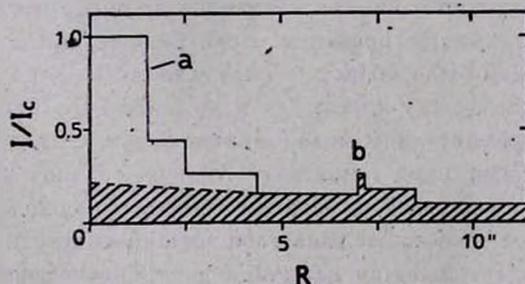


Рис. 3. Распределение вдоль радиуса средней поверхностной яркости NGC 1275, выраженной в единицах максимальных значений поверхностной яркости центра ядра.

яркости галактики может принадлежать звездообразному ядру. Как было показано в [10], его яркость может меняться быстро (за 20 мин. примерно в 2 раза). Поэтому мы предположили, что область быстрого падения

яркости галактики обусловлена незвездной составляющей, или ядром галактики, а область медленного падения — ее звездной составляющей. Первая область на рис. 3 не заштрихована, вторая — заштрихована. Сравнение на гистограммах площадей обеих областей с учетом их размеров в плоскости галактики позволило вычислить относительные доли звездной и незвездной составляющих в наблюдаемом излучении галактики. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ДОЛЯ НЕЗВЕЗДНОЙ
СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В ИЗЛУЧЕНИИ
ГАЛАКТИКИ NGC 1275 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ
В 2-х ДИАФРАГМАХ

$\lambda_{эфф.}$	$D=5''$	$D=10''$
4800 А	91 %	78 %
6650 А	91 %	73 %

Представляет интерес получение оценок доли незвездной составляющей излучения галактики NGC 1275 в диафрагмах 5'' и 10'' в моменты разных значений яркости галактики. С этой целью мы использовали длинный ряд наблюдений галактики, приведенный В. М. Лютым в [16]. Согласно его данным яркость галактики в диафрагме 27'' менялась в пределах $12.^m24 < v < 12.^m86$. При вычислениях доли незвездной составляющей в излучении галактики мы использовали данные табл. 2 и приняли, что изменение яркости галактики происходит только в диафрагме 5''. Результаты вычислений представлены на рис. 4. Малкан и Филиппенко [17] определили долю незвездной составляющей в излучении NGC 1275 ($\lambda_{эфф.} = 5400 \text{ А}$) в момент минимума блеска ее ядра (большой крестик на рис. 4). Опираясь на их результаты и данные [15, 16], мы вычислили долю незвездной составляющей излучения NGC 1275 при разных яркостях ее ядра. Результаты таких вычислений показаны на рис. 4 маленькими значками (звездочки и крестики).

Сравнение вычислений, проведенных на основе наблюдений наших и [17], показало, что почти для всех фаз блеска ядра расхождения меньше 10%. Исключение — фаза минимума блеска, здесь расхождения порядка 30%.

Поэтому можно считать, что для всех фаз блеска ядра галактики (за исключением фаз минимума) доли незвездной составляющей излучения центральной области галактики в оптическом диапазоне более 85% и 70% в диафрагмах 5'' и 10'' соответственно.

Мы искренне благодарны В. Л. Афанасьеву за получение прямых снимков ядра галактики NGC 1275, А. И. Шаповаловой и В. И. Липовецкому за помощь в наблюдениях на 6-м телескопе; А. Ф. Назаренко за фо-

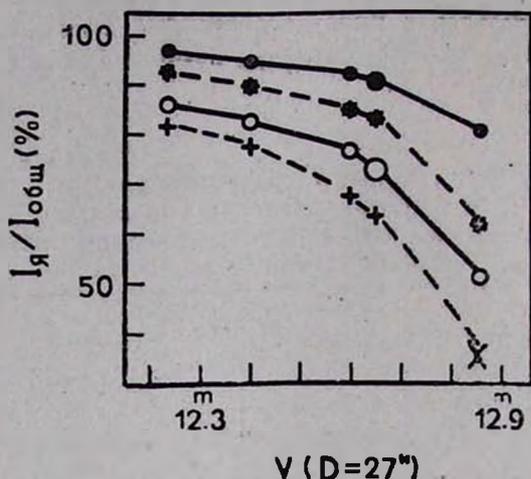


Рис. 4. Вклад не звездной составляющей в видимой области спектра излучения NGC 1275 при разных яркостях центральной области в диафрагме 27". Большие значки — данные наблюдений, маленькие — результаты вычислений. Для диафрагмы $D = 5''$ — точки (наши данные) и звездочки (данные по [17]), для $D = 10''$ — кружочки (наши данные) и крестики (данные из [17]).

тометрирование снимков галактики на фотометрическом комплексе САО; Е. И. Жигалкиной, В. Т. Жоголевой, И. А. Смирновой, Л. И. Филатовой и Г. Н. Шарповой за помощь в изготовлении рисунков и фотографий.

Крымская астрофизическая
обсерватория

TWO-DIMENSIONAL PHOTOMETRY OF THE CIRCUMNUCLEAR REGION IN SEYFERT GALAXY NGC 1275

L. P. METIK, I. I. PRONIK

The results of the two-dimensional photometric investigations of the NGC 1275 galaxy circumnucleus region are presented. The observations were carried out in prime focus of the 6-m telescope with the image-tube UM-92 and two glass-filters ($\lambda_{\text{eff}} = 4800 \text{ \AA}$ and 6650 \AA). The image scale on negatives was 17.5 per mm. The maps of the brightness distribution in the circumnuclear region of NGC 1275 have been ob-

tained. The elongation of NGC 1275 nucleus in North-East was confirmed. It can be caused by the interaction of the nucleus with the star like detail which is located at 7" in North-East. The nucleus of NGC 1275 may possibly consist of two or more components. The parts of NGC 1275 nucleus stellar and nonstellar radiation were estimated. During our observations (15.1.1977) the parts of nonstellar radiation in the spectral region 4800—6650 Å at the diaphragms 5" and 10" were correspondingly 80% and 75%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымск. обс., 52, 65, 1974.
2. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымск. обс., 55, 188, 1976.
3. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымск. обс., 56, 52, 1977.
4. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымск. обс., 59, 182, 1979.
5. Л. П. Метик, И. И. Проник, *Астрофизика*, 15, 37, 1979.
6. В. Л. Афанасьев, И. И. Проник, *Астрофизика*, 16, 405, 1980.
7. Л. П. Метик, Изв. Крымск. обс., 81, 145, 1980.
8. И. И. Проник, Л. П. Метик, *Астрофизика*, 17, 19, 1981.
9. Л. П. Метик, И. И. Проник, *Астрофизика*, 17, 629, 1981.
10. Л. П. Метик, И. И. Проник, *Астрофизика*, 21, 233, 1984.
11. А. Ф. Назаренко, Изв. САО, 13, 98, 1981.
12. W. Keel, A. J., 88, 1579, 1983.
13. В. И. Проник, *Астрофизика*, 15, 51, 1979.
14. С. И. Неизвестный, *Астрон. цирк.*, № 1057, 1, 1978.
15. А. В. Засов, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 50, 253, 1973.
16. В. М. Лютый, *Письма АЖ*, 6, 223, 1980.
17. M. Malkan, A. Filippenko, *Ap. J.*, 275, 477, 1983.

УДК: 524.7—56—48:539.17

ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХСВЕТОВОГО РАЗЛЕТА
КОМПОНЕНТОВ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ РАДИОСТРУКТУРЫ
КВАЗАРА 3С 345

М. К. БАБАДЖАНЫЦ, Е. Т. БЕЛОКОНЬ

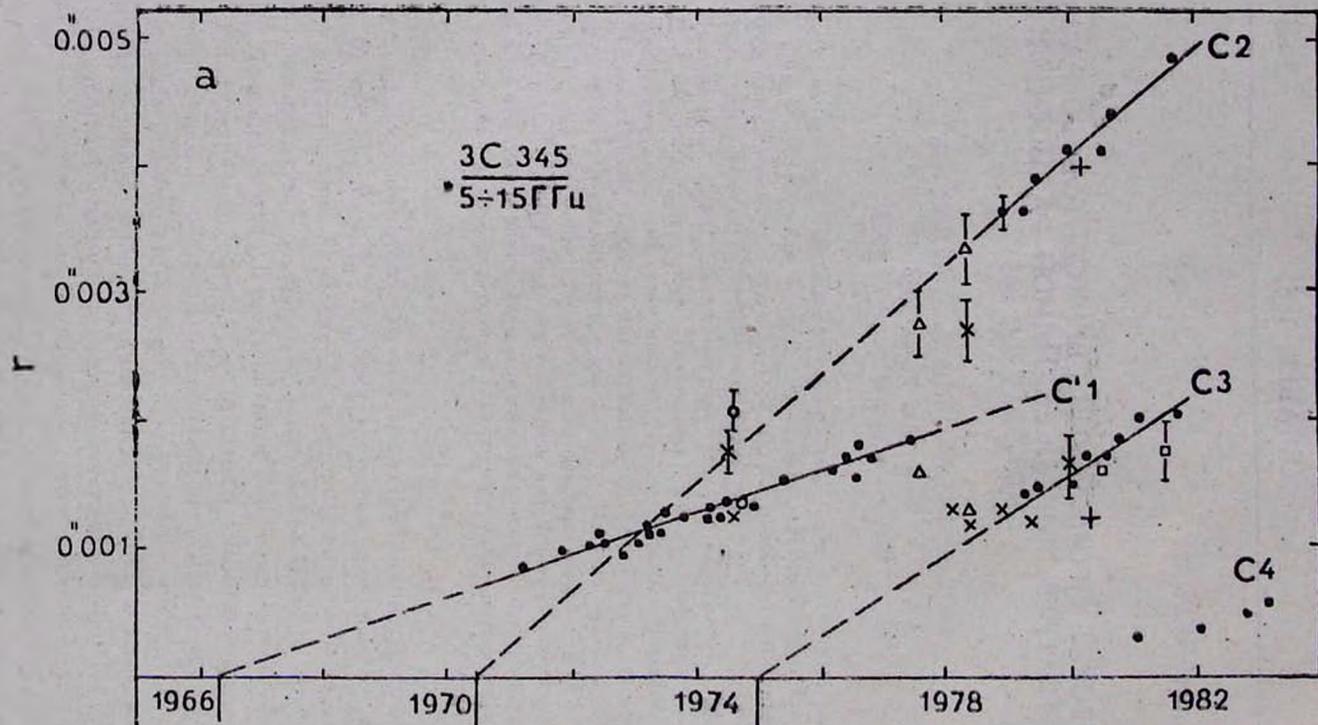
Поступила 7 мая 1985

Принята к печати 20 июля 1985

Проведено сопоставление всех имеющихся данных по сверхсветовым изменениям миллисекундной радиоструктуры квазара 3С 345 на частотах 5—15 ГГц за 1971—1982 гг. с оптической переменностью (полоса В) этого источника. Эпохи нулевого разделения от ядра для всех случаев, когда компактные радиокомпоненты джета показывали движение с постоянной сверхсветовой скоростью, хорошо согласуются с начальными фазами оптических вспышек (характерное время изменения ~ 1 —2 года (s-вспышки)), наблюдавшихся с 1966 г. Начальная эпоха последней оптической s-вспышки 1982—1983 гг. соответствует эпохе отделения от ядра нового компонента джета. Обнаружена корреляция оптических s-вспышек с изменениями плотности общего радиопотока на 10.7 ГГц при запаздывании радиовспышек в 400—1000 дней. Это позволяет связать радиовспышки сравнительно небольших амплитуд (1968—1974 гг.) с возникновением движущихся радиокомпонентов джета. Сделан вывод о том, что одна из причин оптической переменности внегалактических объектов связана с явлением струйных выбросов из ядер.

1. *Наблюдательные свидетельства связи оптических s-вспышек 3С 345 с выбросом компактных радиокомпонентов.* Квазар 3С 345 ($z = 0.595$) показывает целый ряд выдающихся проявлений активности в широком интервале длин волн. Этот источник обладает, в частности, высокой степенью переменности излучения в оптическом и радиодиапазонах [1, 2], а также последовательными изменениями своей миллисекундной радиоструктуры с видимыми скоростями, превышающими скорость света [3].

На рис. 1b представлена сводная оптическая кривая блеска, включающая все известные к 1985 г. наблюдения 3С 345 в полосе В. Кривая составлена в основном по результатам фотографических наблюдений (типичная среднеквадратичная ошибка единичного наблюдения $\sim 0.^m1$). Данные и ссылки, использованные для получения сводной оптической кривой блеска, приведены в работах [1, 4] и дополнены наблюдениями Ллойда [5]. В работе [1] обсуждались некоторые свойства трех компонентов пе-



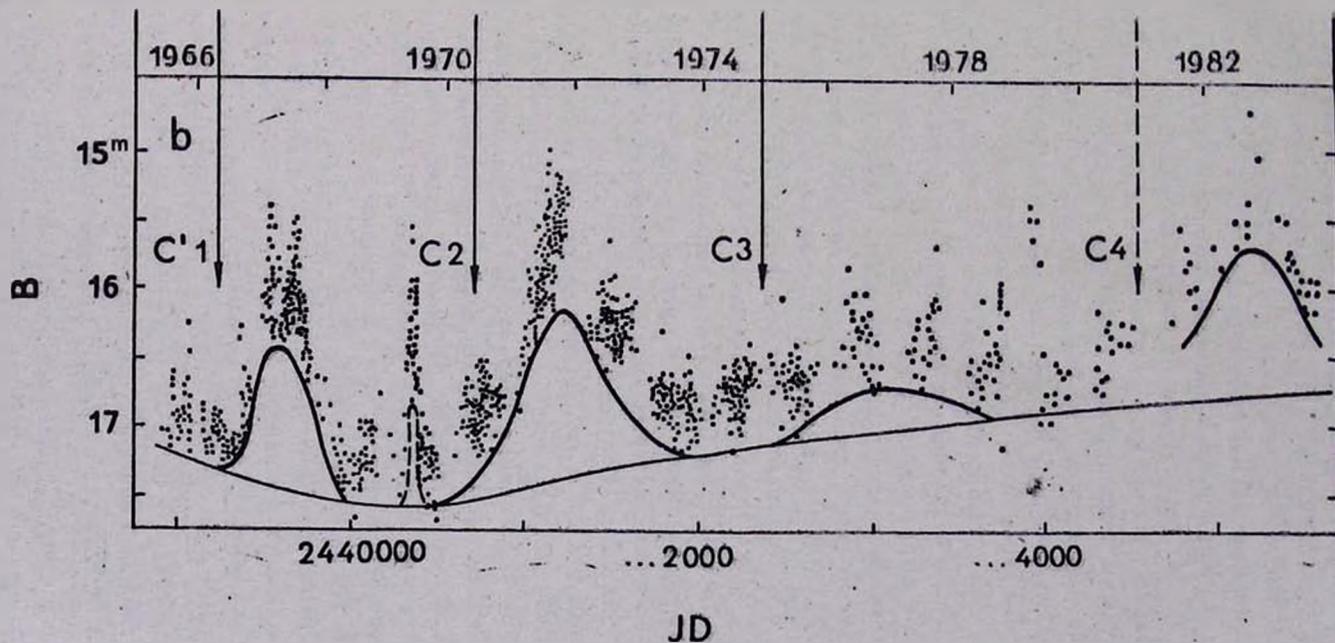


Рис. 1. а) Угловое разделение γ компонентов джета 3С 345 от ядра на частотах 5–15 ГГц в зависимости от времени. (●) — данные из работ [3, 9, 10–12]; (Δ) — [13]; (+) — [14]; (□) — [15]; (×) — [16]; (○) — данные Котгона из работы [16]. Ошибки там, где они не указаны, находятся в пределах $(0.05–0.15) \cdot 10^{-3}$ и для наблюдений компонента С4 — $(0.02–0.06) \cdot 10^{-3}$. Прямые проведены методом наименьших квадратов лишь по наблюдениям, обозначенным (●), С'1 — [11], С2 и С3 — [9]. б) Сюда́ная кривая оптической переменности 3С 345 (полоса В). Типичная среднеквадратичная ошибка единичного наблюдения $\sim 0^m.1$. Использованные данные и ссылки взяты из работ [1, 4, 5].

ременности ЗС 345, имеющих характерные времена изменения ~ 15 лет (компонент I); ~ 1 год (компонент II); \sim несколько суток (компонент III). Компонент II на рис. 1b проведен как огибающая снизу «быстрых» изменений блеска (компонент III) и представляет собой последовательность *s* (slow)-вспышек. Компонент I проведен сплошной тонкой линией.

Радиоструктура ЗС 345, полученная на масштабах примерно нескольких угловых миллисекунд, состоит из неразрешенного ядра и одностороннего джета с компактными компонентами, движущимися вдоль него с видимыми сверхсветовыми скоростями [6]. На основе данных по изменениям миллисекундной радиоструктуры ЗС 345 на частотах 5 и 10.7 ГГц в 1979—1981 гг. [7] нами ранее было сделано предположение о связи оптических *s*-вспышек ЗС 345 с выбросами из ядра компактных радиокомпонентов [1]. Нулевые эпохи отделения от ядра (т. е. моменты, когда угловое разделение γ ядра и выбрасываемого из него компонента джета равнялось нулю) для двух компактных радиокомпонентов джета С2 и С3 (в обозначениях [8]), полученные при линейной экстраполяции данных VLBI-наблюдений 1979—1981 гг., хорошо согласуются с начальными фазами двух *s*-вспышек с максимумами в 1971 г. и 1976 г. [1].

Новые положения С2 и С3, полученные к концу 1981 г. Унвиним и др. [9], позволили уточнить величины собственных движений компонентов и подтвердить их некоторое различие (в [1] предполагалось, что скорости равны). Уточненные величины нулевых эпох отделения радиокомпонентов от ядра: 1970.4 ± 1.1 для С2 и 1974.9 ± 0.8 для С3 [9] лучше согласуются с начальными фазами (1970.0 и 1975.0) оптических *s*-вспышек; чем первоначальные, менее точные определения.

Наблюдения тройного источника 1979—1981 гг. [9] являются лишь частью данных по изменениям миллисекундной структуры ЗС 345. На рис. 1а приведены определения углового разделения от ядра компонентов джета за все время систематических VLBI-наблюдений ЗС 345 на частотах 5—15 ГГц. Первые гибридные карты этого источника были получены в середине 1977 г. [17]. До этого наблюдательные данные подгонялись под модель двойного источника, для которой и определялись параметры, в том числе и угловое разделение компонентов. В 1971—1975 гг. наблюдательные данные достаточно хорошо удовлетворяли этой модели. Расстояние между примерно равными по плотности потока компонентами при этом увеличивалось со скоростью $\sim 0.''16 \cdot 10^{-3}/\text{год}$ [8, 11]. В 1979—1981 гг. гибридные карты ЗС 345 показывают существование тройного источника: два компонента джета отделяются от ядра с примерно одинаковой скоростью $\sim 0.''36 \cdot 10^{-3}/\text{год}$, быстро убывая по плотности потока [9].

Общая картина изменений миллисекундной структуры ЗС 345 интерпретировалась двумя способами. Шрамл и др. [16] полагали, что увели-

чение общего размера источника, по крайней мере в 1974—1980 гг., происходит благодаря отделению от яркого двойного ядра слабого компонента (С2) со скоростью $\sim 0.''3 \cdot 10^{-3}$ /год. При этом угловое разделение компонентов двойного ядра остается примерно постоянным: $\sim 1.''3 \cdot 10^{-3}$. Коэн и др. [8] отождествляли компонент джета двойного источника 1971—1976 гг. с компонентом С2 тройного источника, наблюдавшегося в 1978—1981 гг. Это предположение основывалось на совпадении их средних позиционных углов; средний позиционный угол С3 отличался на 8° . При этой идентификации приходится считать, что С2 примерно в два раза увеличил свою скорость [8].

Предположение о связи S-вспышек с возникновением компонентов в миллисекундном джете дает возможность по-новому интерпретировать изменения VLBI-структуры ЗС 345 в соответствии с имеющимися данными по оптической переменности. Увеличение углового разделения двойного источника 1971—1976 гг. хорошо аппроксимируется прямой, экстраполяция которой к нулю дает эпоху отделения от ядра движущегося компонента, равную 1966.3 ± 0.3 [11]. Эта эпоха практически точно совпадает с началом первой из зафиксированных оптических S-вспышек ЗС 345, максимум которой приходится на 1967 г. (рис. 1b).

Таким образом, для всех трех случаев, когда компоненты джета показывали равномерное движение от ядра, при этом с существенно разными скоростями: 3.7 с в 1971—1976 гг., 9.5 с (С2) и 7.0 с (С3) в 1979—1981 гг. ($H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$, $q_0 = 0.05$), линейная экстраполяция к эпохам нулевого разделения компонентов от ядра дает хорошее согласие с начальными фазами всех наблюдавшихся с 1966 г. по 1980 г. оптических S-вспышек (рис. 1). Подобное совпадение оптических и радиоданных дает возможность предположить, что в 1971—1976 гг. наблюдался компонент С'1, ассоциирующийся с оптической S-вспышкой 1967 г. С'1 — наше обозначение в отличие от С1 — удаленного ($\sim 18'' \cdot 10^{-3}$) и слабого компонента джета, обнаруженного на частоте 2.3 ГГц [18].

Предположение о том, что расширение источника в 1971—1976 гг. объясняется выбросом компонента С'1, независимого от более поздних компонентов С2 и С3, означает, что реально, после 1971 г. ЗС 345 имел структуру более сложную, чем простой двойной источник, модель которого использовалась для подгонки наблюдательных данных до 1977 г. Угловое разделение компонента С2 в 1971—1972 гг. было меньше существовавшего тогда предела разрешения, так что ядерный компонент двойного источника представлял собой на самом деле бленду ядра и компонента С2.

Переобработка Коттоном [16] наблюдательных данных, полученных в эпоху 1974.5 на 7.9 ГГц, а также Шрамлом и др. [16] наблюдений на 10.7 ГГц действительно показывают существование тройного источника.

При этом угловое разделение от ядра третьего, сравнительно более слабого компонента в эпоху 1974.5 составляет $\sim 2'' \cdot 10^{-3}$ (рис. 1а), что хорошо соответствует линейно экстраполированному на эту эпоху угловому разделению компонента С2. Коттон [16] определил, что третий (внешний) компонент в эпоху 1974.5 составлял около 15% плотности общего потока. Из данных по переменности ЗС 345 на 7.9 ГГц [3] получаем плотность потока для внешнего компонента ~ 1.7 Ян. С другой стороны интерполяция данных по переменности и величинам относительных вкладов компонентов тройного источника на начало 1979 г. между 5 и 10.7 ГГц ([9], рис. 6, 7) показывает, что компонент С2 составлял ~ 0.1 от плотности общего потока или ~ 0.8 Ян. Таким образом, плотность потока от третьего (внешнего компонента в эпоху 1974.5 была примерно в два раза больше по сравнению с компонентом С2 в 1979 г., что согласуется с общей тенденцией к убыванию плотности потока от движущихся компонентов, прослеженной в наблюдениях 1978—1981 гг. [9]. Следовательно, и по угловому разделению от ядра, и по плотности потока третий компонент источника, обнаруженный в эпоху 1974.5, может быть отождествлен с С2.

Далее, после 1975 г. до появления гибридных карт ЗС 345, ясно показывающих существование тройного источника с компонентами джета С2 и С3, наблюдательные данные хуже соответствовали модели простого двойного источника [8]. По-видимому, это происходило не только, как предполагали Коэн и др. [8], из-за появления нового компонента С3. По наблюдениям 1976—1977 гг. можно предположить существование сложной структуры, включающей уже четыре компонента: ядро и С3 (бленда), С'1 и С2 (рис. 1а). Однако из-за недостаточно высокого углового разрешения и, возможно, заметного различия плотностей потоков компоненты С'1 и С3 никогда не были зафиксированы одновременно.

Компоненты джета при своем движении быстро эволюционируют. VLBI-наблюдения 1978—1981 гг. С2 и С3 на 5 и 10.7 ГГц показали, что спустя несколько лет после своего возникновения оба компонента джета, удаляясь от ядра, быстро ослабевали. Плотности потоков от них уменьшались в 2—3 раза за ~ 3 года [9]. Компонент С2 спустя 11 лет после возникновения (~ 1970.4) ослаб до порога обнаружения на 10.7 ГГц [9]. Наблюдения 1975—1977 гг. на 10.7 ГГц, интерпретированные в рамках модели двойного источника, также показывают уменьшение плотности потока для компонента джета (предполагаемый С'1); в эпоху 1977.13 она составляла ~ 2.1 Ян (при ошибке $\sim 20\%$) [11]. По аналогии с наблюдаемыми изменениями потоков С2 и С3 [9] можно считать, что, по-видимому, и у С'1 в течение 1977—1978 гг. продолжалось дальнейшее существенное ослабление потока. В это же время новый компонент С3 был более ярким, чем С'1. По данным VLBI 1978—1981 гг. на 10.7 ГГц плотность потока от С3 быстро уменьшалась (примерно в 3 раза за 2 года [9]). На начало

1979 г. она составляла ~ 0.3 от плотности общего потока или ~ 2.6 Ян ([9], рис. 6, 7). Таким образом, в 1977—1978 гг. С3 был, по-видимому, существенно ярче, чем С'1.

Уменьшение углового разделения «внутреннего» компонента джета в эпоху 1977.5 (рис. 1b) может объясняться тем, что неразрешенный еще от ядра С3 эффективно уменьшал взаимное угловое разделение С'1 и ядра. На интервале 1977.5—1978.5, по-видимому, наблюдалась бленда С'1 и С3. Затем, с 1979 г. в качестве «внутреннего» компонента вместо С'1 стал наблюдаться С3 как более яркий. С'1 через 13 лет после своего возникновения, вероятно, был уже достаточно слабым, кроме того, в это время он уже трудно разрешим из-за небольшого углового разделения с С3.

Таким образом, вся совокупность наблюдавшихся изменений миллисекундной структуры 3С 345 в 1971—1981 гг. (рис. 1a) не противоречит предположению о существовании независимого от С2 и С3 компонента джета С'1, возникшего в 1966 г. В этом случае для всех трех компонентов джета С'1, С2 и С3 для наблюдавшихся величин углового разделения от ядра $\sim (1'' \div 5'') \cdot 10^{-3}$ нет оснований предполагать изменений позиционных углов или видимых скоростей движения. Альтернативные гипотезы, отождествляющие компонент джета двойного источника 1971—1976 гг. с компонентами С2 (Коэн и др. [8]) или С3 (Шрамл и др. [16]), предполагают значительно более сложную картину движения компонентов: либо увеличение примерно в два раза за короткий промежуток времени скорости компонента С2, либо неоднократное изменение скорости совместно с изменением позиционного угла у компонента С3.

Отметим, что у обоих «сверхсветовых» источников 3С 273 и 3С 120, для которых VLBI-наблюдения проводятся столь же часто, как для 3С 345, обнаруживается сложная четырехкомпонентная структура. Компоненты джетов у 3С 273 и 3С 120 сохраняют постоянные скорости на масштабах $\sim (1'' \div 9'') \cdot 10^{-3}$, систематически уменьшаясь по плотности потоков [19, 20].

Предположение о связи оптических s-вспышек 3С 345 с выбросом из ядра компактных радиокомпонентов позволило нам ранее, на основании лишь оптических наблюдений переменности 3С 345, предсказать появление нового радиокомпонента джета [1], который должен ассоциироваться с последней оптической s-вспышкой 1982—1983 гг. (рис. 1b). Начальная фаза этой вспышки приходится приблизительно на эпоху 1981.0 с неопределенностью около 1 года из-за недостаточной полноты ряда наблюдений. Если собственное движение нового компонента принять соответствующим средней скорости компонентов С2 и С3 (т. е. около $0.36 \cdot 10^{-3}$ /год), то к началу 1984 г. его разделение от ядра должно было составить около $1'' \cdot 10^{-3}$ [1].

Действительно, VLBI-наблюдения 3С 345 на частотах 10.8 и 22.2 ГГц, полученные, соответственно, для четырех и трех эпох в течение 1981—1983 гг. [12], показали отделение от ядра нового компонента. Существенное повышение углового разрешения дало возможность зафиксировать компонент с углового разделения $\sim 0.''3 \cdot 10^{-3}$. К началу 1983 г. разделение достигло $\sim 0.''6 \cdot 10^{-3}$, при этом обнаружилось, что для таких масштабов разделения происходит поворот позиционного угла компонента ($\Delta Q \approx 35^\circ$) и увеличение скорости его движения от $\sim 3c$ до $6c$. Однако уже при угловом разделении $\sim 0.''5 \cdot 10^{-3}$ оба эти параметра оказались очень близки средним позиционным углам и скоростям движения предыдущих компонентов джета [12].

В табл. 1 приведены основные данные для компонентов миллисекундной радиоструктуры 3С 345 и ассоциирующихся с ними оптических вспышек.

Таблица 1

Радио-компонент	$T_0^{\text{радио}}$	$T_0^{\text{опт.}}$	$\beta_{\text{вид.}}$	Q°
С'1	1966.3 ± 0.3	1966.3(0.2)	3.7 ± 0.2	-75 ± 1.8
С 2	1970.4 ± 1.1	1970.0(0.3)	9.5 ± 1.2	-74 ± 1.6
С 3	1974.9 ± 0.8	1975.0(0.3)	7.0 ± 1.2	-83 ± 2
С 4	(1981.1) для $r \approx 0.''3 \cdot 10^{-3}$	1981.0(1.0)	(6.2 ± 1.3) для $r \approx 0.''5 \cdot 10^{-3}$	(-93 ± 2) для $r \approx 0.''6 \cdot 10^{-3}$

$T_0^{\text{радио}}$ — экстраполированная эпоха нулевого разделения компонентов джета от ядра, определенная по VLBI-наблюдениям. $T_0^{\text{опт.}}$ — эпоха начальных фаз оптических s-вспышек; в скобках указан интервал неопределенности фиксирования $T_0^{\text{опт.}}$. $\beta_{\text{вид.}} = (v/c)_{\text{вид.}}$ — видимая скорость (в проекции на картинную плоскость в единицах скорости света) движения компонентов джета из [9, 11, 12]; ($H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$; $q_0 = 0.05$; $z = 0.595$); Q° — наблюдаемый средний позиционный угол компонентов джета из [8, 11, 12].

Необходимо отметить некоторые причины, которые, возможно, приводят к различию истинных $T_0^{\text{опт.}}$ и $T_0^{\text{радио}}$ от приведенных в таблице.

Для рассматриваемых масштабов углового разделения компонентов джета от ядра линейная экстраполяция, судя по рис. 1а, является достаточно хорошим приближением. Однако на масштабах меньших $1'' \cdot 10^{-3}$ наблюдаются существенные изменения как скоростей, так и позиционных

углов движения радиокомпонентов [12]. Поэтому определенные линейной экстраполяцией нулевые эпохи разделения должны, по-видимому, отличаться от истинных. Определенные из кривой блеска $T_0^{\text{опт}}$ также могут соответствовать не моментам возникновения оптических s-вспышек, а некоторым ненулевым и, вероятно, несколько различным для каждой вспышки фазам их развития, в том случае если s-вспышки перекрываются. Однако достаточно хорошее совпадение $T_0^{\text{опт}}$ и $T_0^{\text{радио}}$ свидетельствует о том, что влияние этих причин либо мало, либо они в значительной степени компенсируют друг друга.

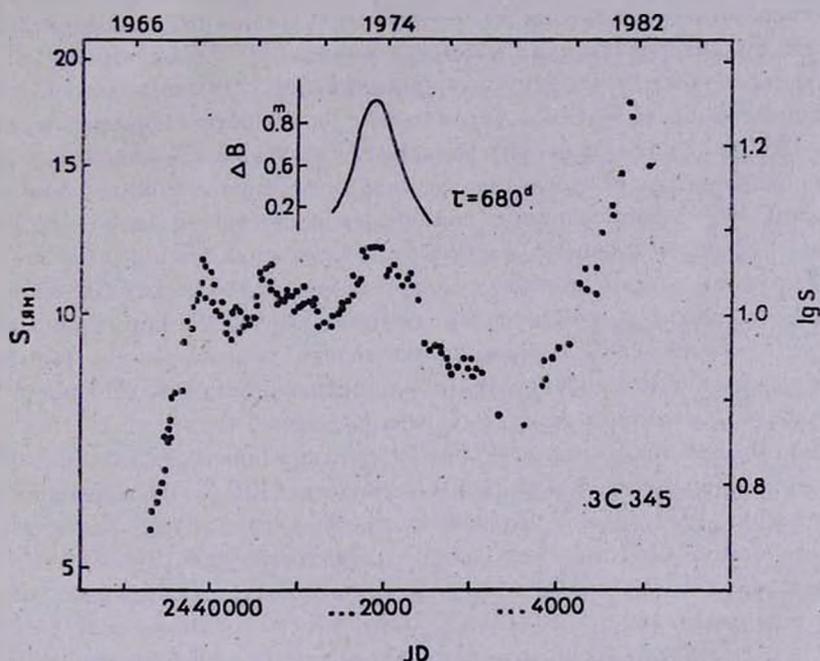


Рис. 2. Переменность ЗС 345 на частоте 10.7 ГГц. До 1976 г. наблюдения являются однородным рядом (Алгонкинская радиоастрономическая обсерватория) [21, 22]. Типичная среднеквадратичная ошибка единичного наблюдения ~ 0.5 Ян до сентября 1971 г. и далее ~ 0.2 Ян [22]. С 1976 г. изменения плотности потока составлены по данным из работ [9, 11, 22, 23]. Отдельно приведена оптическая s-вспышка 1970—1972 гг. при запаздывании в 680 дней (ΔB — разность величин от компонента I).

2. Связь оптических s-вспышек с радиопеременностью. ЗС 345 обладает высокой переменностью излучения на сантиметровых волнах. На рис. 2 приведены данные по изменениям плотности потока на 10.7 ГГц. Переменность на 6.7 и 5 ГГц повторяет те же основные особенности кривой переменности, но с временной задержкой около года [9, 22].

Возникновение и эволюция компонентов джета должны как-то проявляться в кривой переменности плотности общего потока на 10.7 ГГц, поскольку при небольших угловых разделениях вклад от движущихся компонентов сравним или даже равен вкладу от неразрешенного ядра [9].

Ковн и др. [3], сопоставив изменения углового разделения компонентов двойного источника 1970—1976 гг. с переменностью на 7.9 ГГц, отметили, что эпоха нулевого разделения компонентов приблизительно совпадает со значительным увеличением плотности общего потока, который в течение 2-х лет удвоился и остался примерно на том же уровне. Такое согласие предполагало общее происхождение радиовспышки и начала «сверхсветового» расширения 1970—1976 гг. Однако при линейной экстраполяции углового разделения С2 и С3 Унвин [7] нашел, что их нулевые эпохи не совпадают с какими-либо очевидными особенностями в кривой переменности. По аналогии с увеличением плотности общего потока в 1966—1967 гг. Унвин и др. [9] полагают, что новый резкий подъем после 1979 г. сопровождается отделением от ядра следующего компонента джета. При этом *VLBI*-наблюдения с полной очевидностью показали, что этот подъем обусловлен ядерным компонентом источника [9].

Исходя из предполагаемой связи оптических *S*-вспышек ЗС 345 с выбросом компактных компонентов джета из ядра, мы попытались найти сходные с *S*-вспышками изменения плотности радиопотока и тем самым определить, какие из особенностей в радиопеременности ЗС 345 могут быть связаны с выбросами из ядра компонентов джета.

Для ЗС 345 был проведен кросс-корреляционный анализ [24] ~ 10-летних рядов оптической и радиопеременности (10.7 ГГц) в интервале наблюдений до 1977 г., т. е. до нового подъема, связанного с активностью ядерного компонента миллисекундной радиоструктуры [9]. Анализ показал высокую степень корреляции радиопеременности (предварительно была вычтена постоянная составляющая в 8.4 Ян) с компонентом II (*S*-вспышками) в оптической переменности. Основными особенностями, приведшими к высоким значениям коэффициента корреляции, являются оптическая *S*-вспышка с максимумом в 1971 г. и радиовспышка 1973 г., имеющие не только очень близкие характерные времена изменения, но и почти одинаковую форму. При этом наилучшее их совпадение достигается при сдвиге $\tau = 680$ дней (рис. 2).

Нужно отметить, что имеющийся ряд наблюдений мал — 10 лет, в течение которых наблюдались три радиовспышки. Недостаточность наблюдательных данных сказывается и в том, что если между радио- и оптическими событиями существует корреляция с временным запаздыванием радио относительно оптики, то оптический ряд становится недостаточным уже при величинах запаздывания более ~ 800 дней.

Считая наиболее вероятной взаимосвязь оптической S -вспышки 1971 г. с радиовспышкой 1973 г., можно предложить два варианта сопоставления остальных радио- и оптических вспышек. Первый: оптическая вспышка 1967 г. может ассоциироваться с радиовспышкой 1970 г. при $\tau \approx 1000$ дней, при этом радиовспышка 1968 г. должна быть связана с оптической вспышкой, произошедшей до начала оптических наблюдений при $\tau > 900$ дней. Второй: оптическая S -вспышка 1967 г. взаимосвязана с радиовспышкой 1968 г. при $\tau \approx 400$ дней, а радиовспышка 1970 г. ассоциируется тогда с небольшим по продолжительности оптическим максимумом 1969 г. (на рис. 1b проведен пунктиром; его возможное происхождение обсуждалось в работе [1]).

В любом из этих вариантов величины сдвигов для первых двух радиовспышек достаточно близки к наиболее надежно установленному запаздыванию в 680 дней.

Итак, имеющиеся данные по радио- и оптической переменности ЗС 345 приводят к выводу о высокой вероятности существования корреляции между радиовспышками, происшедшими в 1968—1974 гг. и оптическими S -вспышками при запаздывании около 400—1000 дней. Независимо Ллойд [5] также отмечал возможность корреляции (без разделения на компоненты) оптических и радиовспышек у ЗС 345 при запаздываниях в 1.1 и 2 года.

То, что оптические S -вспышки ассоциируются, с одной стороны, с выбросом компактных компонентов джета, а с другой коррелируют с радиовспышками 1968—1974 гг., позволяет именно эти изменения в плотности общего радиопотока связать с возникновением движущихся радиокомпонентов. Радиовспышки 1968—1974 гг. могут быть обусловлены либо переменностью ядерного компонента источника, либо могут являться вкладом от самих движущихся компонентов джета. Вторая возможность кажется более естественной — *VLBI*-наблюдения показывают, что вклад от разрешенных компонентов джета составлял существенную часть от плотности общего потока; максимально $\sim 3\text{--}5$ Ян [9, 11, 25], а характерные времена радиовспышек сходны с временами эволюционных изменений плотностей потоков от компонентов джета [9]. Тогда компонент $S2$ должен ассоциироваться с радиовспышкой 1972—1974 гг.; $S'1$ — с одной из вспышек 1968 г. или 1970 г. Вклад от компонента $S3$, который должен был проявиться (при сходных по величине запаздываниях) в 1978—1979 гг., остался, по-видимому, незамеченным из-за резкого увеличения активности неразрешенного ядра [9]. Радиовспышка, связанная с оптической S -вспышкой 1982 г. и, соответственно, с компонентом $S4$, может проявиться, при относительной стабильности ядерного компонента, в 1984—1985 гг.

3. *Заключение.* Обнаруженная на примере квазара 3C 345 связь между оптическими s-вспышками (характерное время 1—2 года) и выбросами радиоконпонентов миллисекундного джета показывает, что одна из причин оптической переменности подобных объектов связана с широко распространенным явлением струйных выбросов из ядра. Для 3C 345 амплитуда этих вспышек $\sim 1^m$ (в полосе *B*), что составляет значительную часть общей переменности ($\sim 3^m$).

Следует отметить, что практически все объекты, у которых обнаружены или подозреваются сверхсветовые скорости движения компонентов миллисекундных джетов, известны как источники со значительной оптической переменностью.

Ленинградский государственный
университет

OPTICAL MANIFESTATION OF SUPERLUMINAL MOTION IN THE QUASAR 3C 345

M. K. BABADZHANYANTS, E. T. BELOKON'

All the 1971—1982 data (5—15 GHz) on superluminal motions in the VLBI structure of 3C 345 are compared with its optical variability in *B* band. The extrapolated moments of ejection of compact jet components well coincide with the initial phases of the "slow" optical flares (with characteristic times of 1—2 ys) observed since 1966. The beginning of the last optical s-flare with maximum brightness in 1982—1983 is consistent with the time of ejection of the newly detected jet component. The s-flares correlate with the total flux density variations at 10.7 GHz with time delays of about 400—1000 days. This permits us to connect the arising motive radio components with the relatively small radio bursts of 1968—1974. We conclude that part of the optical variability of extragalactic objects must be connected with jet events in their nuclei.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *Астрофизика*, 21, 217, 1984.
2. B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Mead, A. J., 83, 863, 1978.
3. M. H. Cohen, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, G. A. Seelstad, I. I. K. Pauling-Toth, E. Preuss, A. Witzel, R. T. Schilizzi, B. J. Geldzahler, *Nature*, 268, 405, 1977.
4. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, Н. С. Денисенко, Е. В. Семенов, *Астрон. ж.*, 62, 672, 1985.

5. *C. Lloyd, M. N. RAS, 209, 697, 1984.*
6. *M. H. Cohen, S. C. Unwin, Symp. IAU N 97, Eds. D. S. Heeschon, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, 1982, p. 345.*
7. *S. C. Unwin, Symp. IAU N 97, Eds. D. S. Heeschon, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, 1982, p. 357.*
8. *M. H. Cohen, S. C. Unwin, T. J. Pearson, G. A. Seitelstad, R. S. Simon, R. P. Linfield, R. C. Walker, Ap. J., 269, L1, 1983.*
9. *S. C. Unwin, M. H. Cohen, T. J. Pearson, G. A. Seitelstad, R. S. Simon, R. P. Linfield, R. C. Walker, Ap. J., 271, 536, 1983.*
10. *J. J. Wittels, I. I. Shapiro, W. D. Cotton, C. C. Counselman, H. F. Hinteregger, C. A. Knight, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, T. A. Clark, L. K. Hutton, A. E. Niell, B. O. Rönnäng, O. E. H. Rudbeck, A. J., 81, 933, 1976.*
11. *G. A. Seitelstad, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schiltz, D. B. Shaffer, Ap. J., 229, 53, 1979.*
12. *R. L. Moore, J. A. Biretta, A. C. S. Readhead, L. Baath, Symp. IAU, N 110, Eds. R. Fantl, K. Kellermann, G. Setti, Dordrecht, Reidel, 1984, p. 109.*
13. *M. H. Cohen, S. C. Unwin, R. S. Simon, G. A. Seitelstad, T. J. Pearson, R. P. Linfield, R. C. Walker, Ap. J., 247, 774, 1981.*
14. *J. H. Spencer, K. J. Johnston, I. I. K. Pauling-Toth, A. Witzel, Ap. J., 251, L61, 1981.*
15. *N. Bartel, M. I. Ratner, I. I. Shapiro, T. A. Herrng, B. E. Corey, Symp. IAU N 110, Eds. R. Fantl, K. Kellermann, G. Setti, Dordrecht, Reidel, 1984, p. 113.*
16. *J. Schraml, I. I. K. Pauling-Toth, A. Witzel, K. I. Kellermann, K. J. Johnston, J. H. Spencer, Ap. J., 251, L57, 1981.*
17. *A. C. S. Readhead, T. J. Pearson, M. H. Cohen, M. S. Ewing, A. T. Moffet, Ap. J., 231, 299, 1979.*
18. *M. H. Cohen, S. C. Unwin, K. R. Lind, A. T. Moffet, R. S. Simon, P. N. Wilkinson, R. E. Spencer, R. S. Booth, G. D. Nicolson, A. E. Niell, L. E. Yoing, Ap. J., 272, 383, 1983.*
19. *S. C. Unwin, J. A. Biretta, Symp. IAU N 110, Eds. R. Fantl, K. Kellermann, G. Setti, Dordrecht, Reidel, 1984, p. 105.*
20. *R. C. Walker, J. M. Benson, G. A. Seitelstad, S. C. Unwin, Symp. IAU N 110, Eds. R. Fantl, K. Kellermann, G. Setti, Dordrecht, Reidel, 1984, p. 121.*
21. *W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. L. Locke, Mem. RAS, 77, 109, 1972.*
22. *B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Medd, A. J., 83, 863, 1978.*
23. *P. A. Feldman, J. M. MacLeod, B. H. Andrew, IAU Circ., N 3637, 1981.*
24. *M. K. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, В. А. Горохов, Астрофизика, 22, 247, 1985.*
25. *D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. H. Purcell, I. I. K. Pauling-Toth, E. Preuss, A. Witzel, D. Graham, R. T. Schiltz, M. H. Cohen, A. T. Moffet, J. D. Romney, A. E. Niell, Ap. J., 218, 353, 1977.*

УДК 524.6:520.82.054

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ
МЛЕЧНОГО ПУТИ В СИСТЕМЕ V

Ю. М. ЗАВАРЗИН

Поступила 14 июня 1985

Принята к печати 15 августа 1985

Представлены результаты поверхностной фотометрии северного Млечного Пути в системе V (поле зрения -2°). Поверхностная яркость определена для галактических широт -20° , -15° , -10° , 10° , 15° и 20° в интервале галактических долгот $30^\circ-150^\circ$.

Подробные данные о поверхностной яркости Млечного Пути (МП) в системе V опубликованы только в работе [1]. Согласно им северный МП на отрицательных галактических широтах значительно ярче, чем на положительных, что не согласуется с результатами звездных подсчетов [2, 3] и поверхностной фотометрией МП [4]. Цель настоящей работы состояла в определении поверхностной яркости северного МП в системе V на галактических широтах -20° , -15° , -10° , 10° , 15° , 20° .

Наблюдательный материал получен на электрофотометре ночного неба [5], сканирующем полусферу неба вдоль альмукантаратов, расположенных на расстоянии 2° друг от друга. Диаметр зеркала 230 мм, фокусное расстояние 256 мм. Поле зрения 2° . Фотометрическая система электрофотометра близка к стандартной системе V. Средняя длина волны фотометрической системы $\lambda_0 = 550$ нм, полуширина кривой реакции $\Delta\lambda = 650$ нм.

В этой работе использованы наблюдения, полученные в августе 1971 г. на высоте около 3000 м над уровнем моря (Корональная станция Астрофизического института АН КазССР) и в августе и сентябре 1981 г. на высоте около 2700 м над уровнем моря (Ассы-Тургенское плато). Млечный Путь наблюдался на зенитных расстояниях не более 60° .

Калибровка наблюдений проводилась по звездам из каталога [6]. Наблюдательный материал исправлен за ослабление света в атмосфере, зодиакальный свет и тропосферную составляющую. Данные о зодиакальном свете взяты из работы [7]. Тропосферная составляющая на каждом альмукантарате определялась в области галактических широт $|b| > 30^\circ$. Звездная составляющая в этой области получена пересчетом данных из системы B [2], умножением их на 1.96 (для звездной составляющей в об-

ласти $|b| > 30^\circ$ принят показатель цвета $B-V = 0^m73$). Рассеянный свет в атмосфере не учитывался. Методы наблюдений и обработки наблюдательного материала аналогичны описанным в работе [8].

Наблюдениями был охвачен интервал галактических долгот $l = 30^\circ - 150^\circ$. Данные о поверхностной яркости МП приведены в табл. 1. Зна-

Таблица 1

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ МЛЕЧНОГО ПУТИ В СИСТЕМЕ
V. РАЗМЕРНОСТЬ: ЗВЕЗДЫ 10^m НА 1 КВ. ГРАДУС

$l \backslash b$	20°	15°	10°	-10°	-15°	-20°
30°	105	150	(155)	230	150	(110)
35	100	125	200	155	125	110
40	105	140	210	165	125	85
45	110	140	160	190	130	100
50	115	155	180	200	125	95
55	100	130	190	195	130	90
60	100	150	225	195	145	100
65	110	160	240	190	120	95
70	135	150	240	155	110	90
75	110	130	240	165	115	95
80	110	160	210	180	130	95
85	120	145	200	165	125	95
90	100	150	225	155	115	95
95	(110)	(150)	155	170	125	85
100	100	125	150	185	135	90
105	95	(120)	170	195	145	95
110	(100)	(105)	160	175	135	(100)
115	105	(135)	145	185	140	115
120	100	135	(140)	(190)	145	(95)
125	(100)	(110)	(135)	190	150	100
130	95	(110)	125	150	130	100
135	95	115	120	145	120	115
140	100	105	115	145	120	95
145	105	115	110	140	130	110
150	100	130	120	160	125	100

чения яркости выражены в числе звезд 10^m на кв. градус ($S_{10}(V)$). Излучение от звезд ярче $V = 5^m5$ исключено. Относительная ошибка полученных результатов не превышает 20%.

Числа в табл. 1 получены по 3—6 наблюдениям, галактические координаты которых отличались от табличных не более, чем на 1° (числа в скобках получены по двум наблюдениям).

В табл. 2 приведены значения средней яркости МП в интервале галактических долгот 30° — 150° согласно опубликованным результатам других фотометрий и звездных подсчетов [1—4].

Таблица 2

СРЕДНЯЯ ЯРКОСТЬ МЛЕЧНОГО ПУТИ В V В ИНТЕРВАЛЕ
ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДОЛГОТ $l = 30^\circ$ — 150° . РАЗМЕРНОСТЬ:
ЗВЕЗДЫ 10^m НА 1 КВ. ГРАДУС

b	20°	15°	10°	-10°	-15°	-20°
ЕН (V)	82	94	110	152	115	85
SRO (V)	96	130	178	222	175	148
A (V)	105	134	173	175	130	98
ШЛ ($S_{10}(B) \times$ $\times 1.79$)	70	82	100	118	95	73
RM (V)	99	112	113	165	137	102

ЕН [4]: поле зрения фотометра 0.28 и 0.61 кв. градуса; интернациональная система V ; исключено излучение звезд ярче $V = 7^m0$. Данные для табл. 2 получены нами интерполяцией из карты изофот МП (для визуальной области), осреднение результатов осуществлялось через 10° .

SRO [1]: поле зрения фотометра 19.6 кв. градуса (5° в диаметре); система V ; исключено излучение звезд ярче $V = 4^m0$. Данные для табл. 2 получены нами осреднением результатов через 5° .

A (результаты автора, табл. 1): поле зрения 3.14 кв. градуса; система V ; исключено излучение звезд ярче $V = 5^m5$. Данные для табл. 2 получены осреднением через 5° .

ШЛ [2]: звездная составляющая в системе B на основе звездных подсчетов; исключено излучение звезд ярче $B = 8^m0$; пересчет данных в систему V осуществлен умножением на коэффициент 1.79 . Данные для табл. 2 получены осреднением через 10° .

RM [3]: интегральное излучение звезд в визуальной области на основе звездных подсчетов; исключено излучение звезд ярче $m_{pg} = 6^m0$. Данные для табл. 2 получены осреднением через 10° .

Как видно из табл. 2, наши данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами SRO на положительных широтах. На отрицатель-

ных широтах данные SRO систематически больше наших (приблизительно на 50 звезд 10^m). Также обращает на себя внимание то, что данные SRO на $b = -20^\circ$ в 1.5 раза больше, чем на $b = 20^\circ$. Поскольку по результатам других работ (см. табл. 2) средняя яркость МП на этих широтах отличается незначительно, есть основания полагать, что в интервале галактических долгот $30^\circ-150^\circ$ результаты SRO на отрицательных широтах завышены.

Следует отметить, что по нашим данным средняя яркость МП на $b = 15^\circ$ и 20° выше, чем на соответствующих отрицательных широтах.

В табл. 3 приведены значения показателя цвета $V-R$ средней яркости МП в интервале $l = 30^\circ-150^\circ$ для положительных и отрицательных галактических широт. Значения средней яркости МП в системе V получены из табл. 1, а в системе R — из работы [8].

Таблица 3

ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА $V-R$ СРЕДНЕЙ ЯРКОСТИ
МЛЕЧНОГО ПУТИ В ИНТЕРВАЛЕ $l = 30^\circ-150^\circ$

b	20°	15°	10°	-10°	-15°	-20°
$V-R$	$1^m.10$	$1^m.10$	$1^m.02$	$1^m.00$	$0^m.98$	$1^m.04$

Как видно из табл. 3, на положительных широтах МП краснее, чем на соответствующих отрицательных широтах. Однако он краснее не в такой мере, как было найдено нами [9] по результатам работ [1, 8].

Астрофизический институт
АН КазССР

THE RESULTS OF THE SURFACE BRIGHTNESS DETERMINATION OF THE MILKY WAY IN THE V SYSTEM

JU. M. ZAVARZIN

The results of the surface photometry of the northern Milky Way in the V system (field of view $2'$) are presented. The surface brightness has been determined for the galactic latitudes -20° , -15° , -10° , 10° , 15° and 20° at the galactic longitudes $30^\circ-150^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. L. Smit¹, F. E. Roach, R. W. Owen, AEC Research and Development Report BNWL-1419, UC-2, 1970.

2. А. С. Шаров, Н. А. Липасва, *Астрон. ж.*, 50, 107, 1973.
3. R. E. Roach, L. R. McGill, *Ap. J.*, 133, 228, 1961.
4. H. Elsässer, U. Haug, *Z. Astrophys.*, 50, 121, 1960.
5. Ю. М. Заварзин, Е. С. Андреев, Д. А. Рожковский, П. Н. Бойко, В сб. «Новая техника в астрономии», вып. 4, Наука, М., 1972, стр. 35.
6. B. Irtarte, H. L. Johnson, R. I. Mitchell, W. K. Wisniewski, *Sky and Telescope*, July, 21, 1965.
7. A. C. Levasseur-Regourd, R. Dumont, *Astron. Astrophys.*, 84, 277, 1980.
8. Ю. М. Заварзин, *Астрофизика*, 14, 293, 1978.
9. Ю. М. Заварзин, *Труды АФИ АН КазССР*, 38, 47, 1981.

УДК: 524.6—7

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ГАЛАКТИКЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН

Поступила 11 апреля 1985

Принята к печати 20 августа 1985

Рассмотрено формирование спектра электронов сверхвысоких энергий в галактическом диске и в гало. Обнаружено различное поведение спектра электронов в рамках моделей захвата в гало или в диске в области энергий $E \gtrsim 10^6$ ГэВ, обусловленное учетом релятивистских поправок в энергетических потерях электронов при обратном комптоновском рассеянии. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

1. *Введение.* Экспериментальное обнаружение первичного космического излучения с энергией квантов $E_\gamma > 10^6$ ГэВ свидетельствует о наличии источников космических лучей сверхвысоких энергий (к.л.с.в.) галактического происхождения [1, 2]. Если гамма-кванты имеют вторичное происхождение, т. е. являются продуктом взаимодействия к.л.с.в. с окружающей средой — а в этом едва ли приходится сомневаться, — то в источнике должны присутствовать электроны сверхвысоких энергий. Действительно, если гамма-кванты имеют «электронное» происхождение, то они могут образовываться в результате комптоновского рассеяния электронов, ускоренных непосредственно в источнике, на низкочастотных фотонах*. Если же они имеют «протонное» происхождение, т. е. являются продуктами распада π^0 -мезонов, то генетически связанные с ними электроны (от распада π^\pm -мезонов) рождаются с таким же спектром и примерно в таком же количестве. Кроме того, взаимодействие гамма-квантов с реликтовым излучением (РИ), приводит к обильному образованию e^\pm -пар в межзвездном пространстве. К примеру, светимость наиболее «надежного» источника, г.к.с.в. Суг Х-3 составляет $L_x (E_\gamma \gtrsim 10^6 \text{ ГэВ}) \gtrsim 10^{37}$ эрг/с [3, 4]. Светимость электронов сверхвысоких энергий (э.с.в.) должна быть

* В условиях больших плотностей низкочастотных фотонов и магнитного поля в возможных источниках ускорения к.л. другие процессы образования гамма-квантов сверхвысоких энергий (г.к.с.в.) являются менее эффективными.

по крайней мере такого же порядка, поскольку малый свободный пробег г.к.с.э. из-за взаимодействия с РИ ($\lambda \sim 10$ кпс) приводит к тому, что практически все гамма-кванты «застревают» в галактике, трансформируясь в электроны той же энергии.

2. *Формирование спектра электронов в межзвездной среде.* В межзвездной среде энергетическое распределение электронов со спектром инжекции $N_0(E)$, в результате энергетических потерь и утечки из галактики трансформируется, принимая вид [5]:

$$N(E) = |B(E)|^{-1} \int_{E'} N_0(E') \times \\ \times \exp \left\{ - \int_{E'}^E |B(E'')|^{-1} [T^{-1}(E'') + \tau^{-1}(E'')] dE'' \right\} dE', \quad (1)$$

где $B(E)$ — сумма энергетических потерь, $\tau(E)$ — время жизни электронов, $T(E)$ — время жизни электронов, обусловленное катастрофическими потерями, при которых электрон в первом же акте взаимодействия теряет энергию порядка своей собственной.

В области энергий $E > 10$ ГэВ в энергетических потерях электронов вкладом от потерь на ионизацию и тормозное излучение при взаимодействии с межзвездным газом можно пренебречь (см., например, [6]). В этой области энергий существенными становятся потери, обусловленные магнитным полем (синхротронные потери), взаимодействием электронов с фотонным полем (комптоновские потери), а также утечкой электронов из галактики. Начиная с энергий $E > 10^2$ ГэВ, синхротронные и комптоновские потери становятся настолько большими, что потерями за счет утечки можно пренебречь. В этой области энергий равновесный спектр электронов будет иметь простой вид

$$N(E) \sim E^{-2} \int N_0(E) dE, \quad (2)$$

поскольку как синхротронные, так и комптоновские потери растут пропорционально E^2 . В случае степенного спектра инжекции $N_0(E) \sim E^{-\alpha}$ равновесный спектр электронов имеет также степенной вид, но с показателем $\alpha + 1$:

$$N(E) \sim E^{-(\alpha+1)}. \quad (3)$$

Однако в интересующей нас области энергий возможно существенное отклонение поведения энергетических потерь от вида $dE/dt \sim E^2$. Действи-

тельно, энергетические потери складываются из потерь на синхротронное излучение и комптоновское рассеяние:

$$dE/dt = (dE/dt)_{\text{синхр.}} + (dE/dt)_{\text{компт.}} \quad (4)$$

Скорость синхротронных потерь равна [7]:

$$(dE/dt)_{\text{синхр.}} = -\frac{32}{9} \pi r_0^2 c \gamma^2 W_H, \quad (5)$$

где r_0 — классический радиус электрона, c — скорость света, $W_H = H^2/8\pi$ — энергетическая плотность магнитного поля. Формула (4) справедлива вплоть до энергий $E \lesssim 10^{10}/H$ ГэВ, т. е. она заведомо верна при любых разумных значениях энергии электронов в межзвездной среде ($H \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ Гс). Для комптоновских потерь ситуация иная. В томпоновском пределе, когда выполняется условие $b = 4 \times E\omega/(mc^2)^2 \ll 1$ (ω — энергия фотона), потери описываются формулой, аналогичной (5); в которой вместо плотности магнитного поля должна быть энергетическая плотность фотонов — W_Φ . Когда же $b \gg 1$, то, в силу падающего характера сечения Клейна—Нишины, зависимость скорости потерь от энергии становится логарифмической (см., например, [8, 9]):

$$(dE/dt)_{\text{компт.}} = -\frac{\pi r_0^2}{\omega^2} W_\Phi (mc^2)^2 c (\ln b - 11/6). \quad (6)$$

В общем случае комптоновские потери определяются формулой [9]:

$$(dE/dt)_{\text{компт.}} = -\frac{2\pi r_0^2}{\omega^2 b} W_\Phi (mc^2)^2 c \left[\left(6 + \frac{b}{2} + \frac{6}{b} \right) \ln(1+b) - 2Li\left(\frac{1}{1+b}\right) - \ln^2(1+b) - \frac{(11/12)b^3 + 8b^2 + 13b + 6}{(1+b)^2} \right], \quad (7)$$

где Li — дилогарифмическая функция. В случае $H \ll (8\pi W_\Phi)^{1/2}$ и $b \gg 1$ равновесный спектр электронов, как видно из формул (6) и (1), оказывается более жестким, чем спектр инжекции:

$$N(E) \sim E^{-(\alpha+1)}/\ln E. \quad (8)$$

В межзвездной среде энергетические потери за счет комптоновского рассеяния обусловлены взаимодействием с РИ и оптическими фотонами, для которых условие $b \gg 1$ выполняется при $E \gtrsim 10^5$ ГэВ и $E \gtrsim 50$ ГэВ, соответственно. Следовательно, при определении равновесного спектра электронов в межзвездной среде в области сверхвысоких энергий необходим корректный учет комптоновских потерь.

На рис. 1 приведены кривые энергетических потерь электронов в случае, когда электроны захвачены в галактическом диске и в гало. При расчетах использовались следующие параметры: а) в диске — плотность инфракрасных и оптических фотонов $W_0 \approx 1$ эВ/см³, напряженность магнитного поля $H = 3 \cdot 10^{-6}$ Гс; б) в гало — $W_0 \approx 0.1$ эВ/см³, $H = 5 \cdot 10^{-7}$ Гс; энергетическая плотность РИ с температурой 2.7 К° — $W_{\text{РИ}} = 0.25$ эВ/см³. Как видно из рисунка, отклонение скорости потерь от закона E^2 наблюдается как для диска, так и для гало. В последнем случае это особенно четко проявляется при энергиях $E \sim 10^4$ — 10^6 ГэВ, поскольку в гало плотность магнитного поля существенно меньше плотности РИ. Эта особенность, несомненно, должна отразиться на виде равновесного спектра электронов в области сверхвысоких энергий.

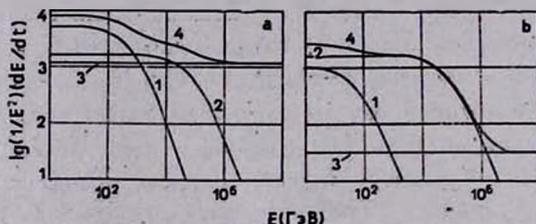


Рис. 1. Скорость энергетических потерь электронов в диске (а) и в гало (б). Кривые 1 и 2 — потери, обусловленные комптоновским рассеянием на оптических фотонах и РИ, соответственно; кривая 3 — синхротронные потери; кривая 4 — суммарные энергетические потери.

3. *Результаты расчетов.* На рис. 2 приведены кривые, определяющие равновесный спектр электронов, рассчитанные для случаев диска и гало. Время жизни к.л. для диска и гало равно $1.15 \cdot 10^{14}$ с и $3 \cdot 10^{14}$ с, соответственно. Спектр инжекции имеет вид $N_{01}(E) = E^{-2.7}$, в соответствии с работой [10]. При этих параметрах, как показано в [10], достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными в области энергий $E \lesssim 10^2$ ГэВ. На рис. 3 приведена расчетная кривая равновесного спектра электронов при захвате в диске вместе с имеющимися экспериментальными данными [10, 11]. В области энергий $E > 10^2$ ГэВ энергетические потери, обусловленные утечкой частиц из области захвата, как уже указывалось, не влияют на равновесный спектр электронов, который определяется лишь спектром инжекции и параметрами, характеризующими область захвата (интенсивность магнитного поля, плотность и средняя энергия излучения). Если бы потери определялись видом $dE/dt \sim E^2$, мы вправе были бы ожидать степенной зависимости с показателем дифференциального спектра $\alpha = 3.7$ в области энергий $E > 10^2$ ГэВ. Однако, как видно из рис. 3, такая зависимость наблюдается лишь при энергиях $E > 10^5$ ГэВ,

при которых определяющими становятся синхротронные потери, пропорциональные E^2 (см. рис. 1). На рис. 3 приведен также теоретический спектр из работы [10], при расчете которого не учитывались релятивистские поправки в энергетических потерях при обратном комптоновском рас-

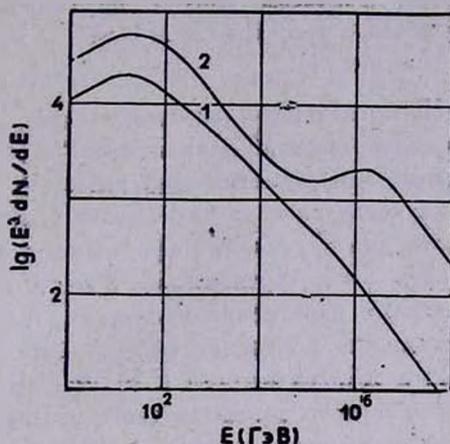


Рис. 2. Равновесный спектр электронов для моделей захвата в диске (1) и в гало (2).

сеянии. Из сравнения двух кривых, построенных при одних и тех же исходных предположениях о спектре инжекции и параметрах, характеризующих область захвата, следует, что релятивистские поправки начинают играть существенную роль уже в области $E \sim 10^2$ ГэВ. Учет этих поправок при-

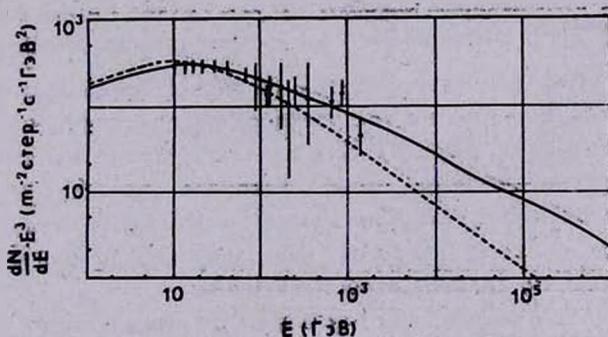


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр электронов. Сплошная кривая—равновесный спектр, рассчитанный для модели захвата электронов в диске; штрихованная кривая — спектр, взятый из работы [10].

водит к лучшему согласию с имеющимися экспериментальными данными. Отличие в поведении спектров, как и следовало ожидать, становится еще более существенным в случае гало, где энергетическая плотность магнитного поля значительно меньше энергетической плотности РИ.

Отметим, что для корректного расчета равновесного спектра электронов в области энергий $E \sim 10^6$ ГэВ необходимо учитывать рождение e^\pm -пар при взаимодействии вторичных гамма-квантов с энергией $\sim 10^6$ ГэВ, образованных при комптоновском рассеянии, с РИ. Однако, в первом приближении, этим процессом можно пренебречь, поскольку при $E \sim 10^6$ ГэВ комптоновское рассеяние подавлено по сравнению с синхротронными потерями (см. рис. 1).

4. *Обсуждение.* Из приведенных расчетов следует, что спектр электронов в области сверхвысоких энергий должен иметь особенность, связанную со сложным характером зависимости энергетических потерь от энергии. Экспериментальное изучение спектра электронов в этой области энергий открывает возможности для получения информации о параметрах, определяющих область захвата. В частности, на рис. 2 видно резкое отличие между ожидаемыми спектрами электронов в случаях, если они захвачены в гало и в диске. Возможность получения экспериментальных данных о виде спектра электронов в области энергий $E \sim 10^6$ ГэВ может быть связана с измерением интенсивности синхротронного излучения, генерируемого этими электронами в области жесткого рентгена (порядка 50 КэВ и 10 КэВ для диска и гало, соответственно). Принципиальная возможность регистрации электронов сверхвысоких энергий вблизи Земли путем выделения широких атмосферных ливней (ШАЛ) электромагнитного происхождения (по аномально малому содержанию мюонов), к сожалению, представляется маловероятной. Действительно, на Тянь-шаньской комплексной установке ШАЛ был получен поток частиц, инициируемых ШАЛ, с аномально малым содержанием мюонов и $E \geq 6 \cdot 10^6$ ГэВ — $8.3 \pm 2.9 \cdot 10^{-13}$ частиц/см²·с [12]. В то же время, как следует из рис. 3, ожидаемый поток электронов в этом диапазоне энергий не может превосходить 10^{-16} частиц/см²·с (иначе имело бы место противоречие с экспериментальными данными в области малых энергий). Это означает, что а) найденный в Тянь-шаньском эксперименте поток имеет фотонное происхождение; б) регистрация электронов сверхвысоких энергий с помощью методики изучения ШАЛ не представляется реальной, поскольку ШАЛ, инициируемые электронами и фотонами, должны быть идентичны.

В заключение отметим, что в работе [13] предлагается принципиально новый метод регистрации электронов с $E_e \sim 10^4 \div 10^5$ ГэВ по синхротронному рентгеновскому излучению в геомагнитном поле Земли.

THE FORMATION OF SUPERHIGH ENERGY
ELECTRON SPECTRUM IN GALAXY

F. A. AHARONIAN, A. S. AMBARTSUMIAN

The formation of superhigh energy electron spectrum in the disk of galaxy and halo is considered. A different behaviour of the electron spectrum within the framework of capture models in disk or halo, in the energy region $E \geq 10^5$ GeV is revealed due to the account of relativistic corrections in the energy loss of electrons during the inverse Compton scattering. A comparison with the existing experimental data is carried out.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Азаронян, Э. А. Мамиджян, С. Н. Никольский, Е. И. Тукиш, Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 2196, 1984.
2. F. A. Aharontan, E. A. Mamtdjantan, S. I. Ntkolsky, E. I. Tuktsh, 19-th ICRC, San Diego, 1985.
3. W. Stamm, M. Samorski, 18-th ICRC, Bangalore, v. 1, 1983, p. 131.
4. S. Lloyd-Evans, A. Watson, Nature, 305, 784, 1983.
5. В. Л. Гинзбург, С. Н. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.
6. С. Хаякава, Физика космических лучей, т. 2, Мир, М., 1974.
7. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Астрофизика космических лучей, Атомиздат, М., 1973.
8. G. R. Blumental, R. G. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
9. F. A. Aharontan, A. M. Atoyan, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
10. D. Muller, J. Tang, 18-th ICRC, Bangalore, v. 2, 1983, p. 60.
11. J. Nishimura, 17-th ICRC, Paris, v. 2, 1981, p. 94.
12. J. N. Stamenov, S. Z. Ushev, S. I. Ntkolsky, V. I. Yakovlev, 18-th ICRC, Bangalore, v. 6, 1983, p. 54.
13. S. A. Stephens, V. K. Balasubrahmanyam, Proc. Cosmic Rays Conf., Univ. Utah, ed. T. I. Geisser, 1983, p. 196.

УДК: 52.517.537.6

О БЕЗВИХРЕВЫХ И О «БЕЗМОМЕНТНЫХ»
ЭЛЛИПСОИДАХ В ПРОБЛЕМЕ ДИРИХЛЕ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 22 ноября 1984

Принята к печати 20 мая 1985

Найдены два класса новых точных решений в проблеме Дирихле о колебаниях самогравитирующей жидкой эллипсоидальной массы с линейным полем скоростей. Этими решениями описываются безвихревые эллипсоиды и эллипсоиды с нулевым моментом вращения, сопряженные друг другу в смысле теоремы Дедекинда. Для эллипсоидов со стационарной граничной поверхностью установлено, что безвихревые и «безмоментные» фигуры существуют не только при вращении эллипсоидов вокруг средней оси симметрии (этот частный случай рассматривал Чандрасекар), но и при наклонном положении оси вращения.

1. Введение. Одной из самых плодотворных в классической теории фигур равновесия является проблема, открытая в середине прошлого века математиком Дирихле [1]. В ней изучается движение однородного жидкого гравитирующего эллипсоида. В общем случае это движение представляет суперпозицию твердотельного вращения эллипсоида с угловой скоростью $\vec{\Omega}(t)$ с внутренними циркуляционными течениями с равномерной

завихренностью $\vec{\xi}(t)$, причем полуоси конфигурации также зависят от времени. После Дирихле основной вклад в разработку проблемы внесли Дедекинд и особенно Риман [2]. В наше время интерес к проблеме Дирихле возрожден работами Чандрасекара с сотрудниками [3].

Проблема Дирихле охватывает широкий круг задач. Прежде всего здесь мы имеем дело с нелинейными эллипсоидальными колебаниями жидкой массы, совершающей сложное вращение вокруг центра инерции и имеющей внутренние течения. Далее такие нестационарные конфигурации будем называть эллипсоидами Дирихле. Кроме того, в рамках проблемы исследуются и стационарные фигуры равновесия. Эти эллипсоиды Римана (по терминологии Чандрасекара) классифицируются по характеру вращения. Фигуры с вращением вокруг одной из возможных главных осей названы S-эллипсоидами Римана. Среди них наиболее интересны четыре

однопараметрические последовательности; это давно известные эллипсоиды Якоби и Дедекинда, а также открытая Чандрасекаром безвихревая последовательность с сопряженной ей последовательностью фигур с нулевым моментом вращения. Более слабо исследованы принципиально отличающиеся от S -эллипсоидов фигуры, у которых ось вращения и вектор завихренности лежат в одной из главных плоскостей эллипсоида. Такие эллипсоиды Римана с наклонным вращением в зависимости от соотношения осей подразделяются на I, II и III типы.

Но хотя в проблеме Дирихле многое сделано (с современным ее состоянием можно познакомиться по книге [3]), некоторые аспекты проблемы не исследованы вовсе. Так, ни в одной из известных нам работ не содержится даже указаний на возможность существования эллипсоидов Дирихле с равной нулю завихренностью или с равным нулю моментом вращения. Этот пробел мы обнаруживаем и в теории стационарных эллипсоидов Римана с наклонным вращением. На мысль о существовании конфигураций с такими ярко выраженными свойствами наводит, между прочим, следующий частный результат: исследование эллипсоидов Римана I типа показало, что среди них существуют фигуры как с положительной, так и с отрицательной* завихренностью (моментом вращения). Учитывая, что характеристики фигур равновесия обладают в известном смысле свойством непрерывности, можно предположить (и доказать!) существование переходных безвихревых и «безмоментных» эллипсоидов.

В данной статье доказано существование безвихревых и «безмоментных» фигур как среди эллипсоидов Дирихле, так и среди эллипсоидов Римана I типа. В разделе 2, носящем прикладной характер, сформулирована проблема Дирихле. Здесь более простым, чем в [2] или [3] методом выведены девять уравнений движения эллипсоидов Дирихле. Там же записаны интегралы движения и сформулирована теорема Дедекинда. В разделе 3 доказывается существование безвихревых и сопряженных им «безмоментных» эллипсоидов Дирихле, получены и записаны уравнения движения этих конфигураций. В разделе 4 эти уравнения записаны в стационарном случае. Здесь исследуются соответствующие эллипсоиды Римана с наклонным вращением.

2. Уравнения движения эллипсоида Дирихле. Рассмотрим жидкий гравитирующий эллипсоид плотности ρ . В системе отсчета $Ox_1x_2x_3$, связанной с главными осями эллипсоида, его уравнение

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad (1)$$

а потенциал внутри фигуры

* Положительным считается направление, задаваемое твердотельным вращением.

$$\varphi = J - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2 - A_3 x_3^2, \quad (2)$$

где

$$A_i = \pi G \rho a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s) \Delta(s)}; \quad J = \pi G \rho a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta(s)};$$

$$\Delta^2(s) = (a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s). \quad (3)$$

Пусть эллипсоид вращается с угловой скоростью $\vec{\Omega}(t)$ и внутри него существуют течения с однородной завихренностью $\vec{\xi}(t)$. Эти течения должны сохранять границу (1). В инерциальной системе отсчета, оси которой совпадают в данный момент с осями $Ox_1x_2x_3$, поле скоростей можно записать в виде

$$\vec{u}^{(0)} = \begin{pmatrix} a_1 & a_1\lambda_3 - a_2\Omega_3 & -a_1\lambda_2 + a_3\Omega_2 \\ -a_2\lambda_3 + a_1\Omega_3 & a_2 & a_2\lambda_1 - a_3\Omega_1 \\ a_3\lambda_2 - a_1\Omega_2 & -a_3\lambda_1 + a_2\Omega_1 & a_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

причем компоненты векторов $\vec{\lambda}(t)$ и $\vec{\rho}(t)$ связаны соотношениями [3]

$$\xi_i = - \left(\frac{a_j}{a_k} + \frac{a_k}{a_j} \right) \lambda_i, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (5)$$

Положив в (4) $\Omega_i = 0$ ($i = 1, 2, 3$), получим поле скоростей $\vec{u}(x_1, x_2, x_3)$ внутренних течений.

Динамику эллипсоида будем изучать во вращающейся системе отсчета $Ox_1x_2x_3$. Обозначая давление через $p(x, t)$, запишем три гидродинамических уравнения Эйлера в векторной форме

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{x}} + [\vec{x}\vec{\Omega}] + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{x}} [\vec{\Omega}\vec{x}]^2 + 2[\vec{u}\vec{\Omega}]. \quad (6)$$

Перенесем члены этого уравнения, представляющие собой градиент от соответствующих функций, влево; (6) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial \vec{x}} \left(\frac{p}{\rho} - \varphi - \frac{1}{2} [\vec{\Omega}\vec{x}]^2 \right) = 2[\vec{u}\vec{\Omega}] + [\vec{x}\vec{\Omega}] - \frac{d\vec{u}}{dt}. \quad (7)$$

Ниже правую часть (7) будем обозначать через $\vec{B}(B_1, B_2, B_3)$, а левую часть — через $\vec{N}(N_1, N_2, N_3)$.

Векторную функцию \vec{B} с учетом (4) можно записать произведением невырожденной матрицы $|r_{ik}|$ на матрицу-столбец

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} r_{11}r_{12}r_{13} \\ r_{21}r_{22}r_{23} \\ r_{31}r_{32}r_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$r_{11} = a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2) - \bar{a}_1 - 2a_3\lambda_1\Omega_3 - 2a_2\lambda_1\Omega_2, \quad (9)$$

$$r_{12} = 2 \frac{d}{dt} (a_2\Omega_3 - a_1\lambda_3) + a_1\lambda_3 - a_2\dot{\Omega}_3 - a_1\lambda_1\lambda_2 + 2a_3\lambda_1\Omega_2, \quad (10)$$

$$r_{13} = 2 \frac{d}{dt} (a_1\lambda_2 - a_3\Omega_2) - a_1\lambda_2 + a_3\dot{\Omega}_2 - a_1\lambda_1\lambda_3 + 2a_2\lambda_1\Omega_3. \quad (11)$$

Все остальные члены матрицы $|r_{ik}|$ получаются из (9)—(11) круговой перестановкой индексов.

Для сохранения эллипсоидальной границы давление на поверхности должно равняться нулю и, как известно [3],

$$p = p_0 \left(1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right). \quad (12)$$

Тогда, с учетом еще (2) и потенциала центробежной силы, запишем левую часть уравнения (7) в виде

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} l_{11} & l_{12} & l_{13} \\ l_{21} & l_{22} & l_{23} \\ l_{31} & l_{32} & l_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где

$$l_{11} = -\frac{2p_0}{\rho a_1} + 2A_1 a_1 + a_1(\Omega_2^2 + \Omega_3^2), \quad (14)$$

$$l_{12} = a_2\Omega_1\Omega_3; \quad l_{13} = a_3\Omega_1\Omega_2. \quad (15)$$

Остальные члены матрицы $|l_{ik}|$ получаются из (14)—(15) круговой перестановкой индексов.

Уравнение (7) с учетом (8) и (13) записывается в компактной форме

$$\begin{pmatrix} l_{11} - r_{11} & l_{12} - r_{12} & l_{13} - r_{13} \\ l_{21} - r_{21} & l_{22} - r_{22} & l_{23} - r_{22} \\ l_{31} - r_{31} & l_{32} - r_{32} & l_{33} - r_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix} = 0. \quad (16)$$

Отсюда следует, что матрица

$$|c_{ik}| = |l_{ik} - r_{ik}| \quad (17)$$

должна быть нулевой. Все члены нулевой матрицы равны нулю, и это условие дает девять искомым уравнений.

Три члена главной диагонали матрицы $\|c_{ik}\|$ дают

$$c_{11} = \ddot{a}_1 - a_1(\dot{\lambda}_2^2 + \dot{\lambda}_3^2 + \dot{\Omega}_2^2 + \dot{\Omega}_3^2) + 2(a_1\dot{\lambda}_2\dot{\Omega}_2 + a_2\dot{\lambda}_3\dot{\Omega}_3) - \\ - 2p_0/(ra_1) + 2A_1a_1 = 0. \quad (18)$$

$$c_{22} = \ddot{a}_2 - a_2(\dot{\lambda}_1^2 + \dot{\lambda}_3^2 + \dot{\Omega}_1^2 + \dot{\Omega}_3^2) + 2(a_1\dot{\lambda}_3\dot{\Omega}_3 + a_3\dot{\lambda}_1\dot{\Omega}_1) - \\ - 2p_0/(ra_2) + 2A_2a_2 = 0. \quad (19)$$

$$c_{33} = \ddot{a}_3 - a_3(\dot{\lambda}_1^2 + \dot{\lambda}_2^2 + \dot{\Omega}_1^2 + \dot{\Omega}_2^2) + 2(a_2\dot{\lambda}_1\dot{\Omega}_1 + a_1\dot{\lambda}_2\dot{\Omega}_2) - \\ - 2p_0/(ra_3) + 2A_3a_3 = 0. \quad (20)$$

Оставшиеся шесть уравнений разобьем на две группы:

$$c_{12} = 2 \frac{d}{dt} (a_1\dot{\lambda}_3 - a_2\dot{\Omega}_3) - a_1\dot{\lambda}_3 + a_2\dot{\Omega}_3 + a_1\dot{\lambda}_1\dot{\lambda}_2 + a_2\dot{\Omega}_1\dot{\Omega}_2 - 2a_3\dot{\lambda}_1\dot{\Omega}_2 = 0. \quad (21)$$

$$c_{23} = 2 \frac{d}{dt} (a_2\dot{\lambda}_1 - a_3\dot{\Omega}_1) - a_2\dot{\lambda}_1 + a_3\dot{\Omega}_1 + a_2\dot{\lambda}_2\dot{\lambda}_3 + a_3\dot{\Omega}_2\dot{\Omega}_3 - 2a_1\dot{\lambda}_2\dot{\Omega}_3 = 0. \quad (22)$$

$$c_{31} = 2 \frac{d}{dt} (a_3\dot{\lambda}_2 - a_1\dot{\Omega}_2) - a_3\dot{\lambda}_2 + a_1\dot{\Omega}_2 + a_3\dot{\lambda}_3\dot{\lambda}_1 + a_1\dot{\Omega}_3\dot{\Omega}_1 - 2a_2\dot{\lambda}_3\dot{\Omega}_1 = 0. \quad (23)$$

$$c_{13} = 2 \frac{d}{dt} (a_3\dot{\Omega}_2 - a_1\dot{\lambda}_2) - a_3\dot{\Omega}_2 + a_1\dot{\lambda}_2 + a_1\dot{\lambda}_1\dot{\lambda}_3 + a_3\dot{\Omega}_1\dot{\Omega}_3 - 2a_2\dot{\lambda}_1\dot{\Omega}_3 = 0. \quad (24)$$

$$c_{21} = 2 \frac{d}{dt} (a_1\dot{\Omega}_3 - a_2\dot{\lambda}_3) - a_1\dot{\Omega}_3 + a_2\dot{\lambda}_3 + a_2\dot{\lambda}_2\dot{\lambda}_1 + a_1\dot{\Omega}_2\dot{\Omega}_1 - 2a_3\dot{\lambda}_2\dot{\Omega}_1 = 0. \quad (25)$$

$$c_{32} = 2 \frac{d}{dt} (a_2\dot{\Omega}_1 - a_3\dot{\lambda}_1) - a_2\dot{\Omega}_1 + a_3\dot{\lambda}_1 + a_3\dot{\lambda}_3\dot{\lambda}_2 + a_2\dot{\Omega}_3\dot{\Omega}_2 - 2a_1\dot{\lambda}_3\dot{\Omega}_2 = 0. \quad (26)$$

В каждой из групп (18)—(20), (21)—(23) и (24)—(26) уравнения связаны круговой перестановкой индексов*. К (18)—(26) необходимо добавить уравнение неразрывности, которое с учетом поля скоростей (4) можно записать в форме

* Впервые уравнения (18)—(26) получены Риманом с помощью метода Лагранжа. Позже вывод этих уравнений производился многими авторами (см. [3]), однако у самого Чандрасекара метод матричного формализма довольно тяжеловесен. Наш метод, основанный на уравнениях Эйлера, близок к применявшемуся в статье [4].

$$\dot{\rho} + \rho \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} + \frac{\dot{a}_2}{a_2} + \frac{\dot{a}_3}{a_3} \right) = 0. \quad (27)$$

В рамках поставленной задачи можно рассматривать движение как несжимаемого, так и сжимаемого эллипсоидов. Несжимаемый эллипсоид описывается десятью переменными: это три полуоси (a_1, a_2, a_3), шесть компонентов ($\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$), ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) (вместо последней тройки допустимо брать ξ_1, ξ_2, ξ_3) и p_0 . Плотность от времени не зависит, так что (27) сводится к условию сохранения объема

$$a_1/a_1 + a_2/a_2 + a_3/a_3 = 0. \quad (27a)$$

Таким образом, для несжимаемого эллипсоида система уравнений (18)—(26) и (27a) является полной. Но в астрофизических приложениях жидкость часто следует считать сжимаемой. Тогда можно рассматривать два случая: а) Положить $p_0 = 0$ в (18)—(20). Эллипсоид без давления описывается полной системой уравнений (18)—(27); б) Считать жидкость термодинамически неоднородной и задать подходящее уравнение состояния $p = p(\rho, T)$, где T —температура. Так, для адиабатических колебаний можно задать [5]

$$p(\vec{x}, t) = \text{const } \rho(t) T(\vec{x}, t); \quad T(\vec{x}, t) = T_0(t) \left[1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right],$$

$$\frac{dT_0}{dt} + \frac{2}{3} T_0 \frac{d}{dt} \ln(a_1 a_2 a_3) = 0. \quad (28)$$

Легко видеть, что и в этом случае система уравнений (18)—(27) с учетом (28) будет полной.

Для стационарных эллипсоидов Римана условие (27) тождественно выполняется, поэтому их равновесие совсем не зависит от того, сжимаемая или несжимаемая жидкость. Задача получения замкнутой системы уравнений для них приводит к важной теореме Римана [3].

В уравнениях (18)—(26) существует определенная симметрия относительно величин λ_i и Ω_i . Для выявления этой симметрии переменим в каждом из уравнений Ω_i и λ_i местами. Эту переменную местами Чандрасекар называл сопряжением. Важно теперь отметить, что эта операция сопряжения переводит матрицу уравнений $\|c_{ik}\|$ в транспонированную. Легко видеть, что при сопряжении транспонируется и матрица коэффициентов поля скоростей (4). Последнее обстоятельство находит отражение в теореме Дедекинда: если существует эллипсоид Дирихле с полем скоростей (4), то существует и другой, сопряженный ему эллипсоид, движение которого опи-

сывается матрицей коэффициентов поля скоростей, транспонированной к исходной*.

Операция сопряжения не изменяет уравнения (18)—(26) относительно a_1, a_2, a_3 и p_0 ; следовательно, сопряженные эллипсоиды в любой момент времени имеют конгруэнтные геометрические фигуры и одинаковые тепловые энергии. Более того, из (31) следует, что сопряженные эллипсоиды имеют одинаковые полные энергии**.

Как известно [3], из уравнений движения (18)—(26) можно получить четыре интеграла движения, представляющих сохранение в инерциальной системе отсчета трех компонентов вектора момента вращения \vec{L}

$$l_i = 5L_i/M = (a_j^2 + a_k^2)\Omega_i - 2a_j a_k \lambda_i \quad (29)$$

и модуля вектора циркуляции $|\vec{C}| = (C_1^2 + C_2^2 + C_3^2)^{1/2}$, где C_i есть циркуляция по одному из главных сечений эллипсоида

$$c_i = \frac{1}{\pi} C_i = 2a_j a_k \Omega_i - (a_j^2 + a_k^2) \lambda_i \quad (30)$$

Здесь $i \neq j \neq k$ и M —масса эллипсоида. Для консервативной системы существует и пятый интеграл — интеграл энергии. Для несжимаемой жидкой массы последний имеет вид

$$E = \frac{1}{2} (\dot{a}_1^2 + \dot{a}_2^2 + \dot{a}_3^2) + \sum_{1,2,3} \left[\frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2) (\lambda_3^2 + \Omega_3^2) - 2a_1 a_2 \lambda_3 \Omega_3 \right] - 2J. \quad (31)$$

Отметим еще одно свойство сопряженных эллипсоидов: если какой-то эллипсоид Дирихле характеризуется моментом вращения \vec{l} и вектором циркуляции \vec{c} , то сопряженный ему эллипсоид, согласно формулам (29) и (30), имеет

$$l_i^+ = -c_i; \quad c_i^+ = -l_i \quad (32)$$

Символом (+) здесь и ниже отмечены величины для сопряженного эллипсоида. Это свойство назовем *принципом обмена*.

3. Безвихревые и «безмоментные» эллипсоиды Дирихле. В общем случае несжимаемые (сжимаемые) эллипсоиды Дирихле определяются десяти-

* И движение сопряженного эллипсоида, как установлено выше, описывается транспонированной матрицей уравнений.

** Это важное свойство сопряженных эллипсоидов в известных нам статьях четко не сформулировано.

тью (одинадцатью) нелинейными дифференциальными уравнениями. Однако, как нашли Чандрасекар и Лебовиц, существуют *самосопряженные* эллипсоиды, для которых число уравнений сокращается на три. Такие конфигурации выделяются особыми свойствами. Постараемся теперь доказать, что существуют еще два класса эллипсоидов с яркими физическими свойствами, движение которых описывается тем же числом уравнений, что и у самосопряженных эллипсоидов.

а) Прежде всего докажем существование эллипсоидов, у которых завихренность в инерциальной системе отсчета равна нулю

$$\vec{\xi}^{(0)} = \vec{\xi} + 2\vec{\Omega} = 0. \quad (33)$$

Очевидно, условие (33) означает и отсутствие циркуляции, так что (см. (30))

$$\lambda_i = 2 \frac{a_j a_k}{a_j^2 + a_k^2} \Omega_i, \quad (i=1, 2, 3). \quad (34)$$

Равенства (34) можно рассматривать как три дополнительных интеграла движения уравнений (18)—(26); если последние существуют, то число независимых неизвестных для описания эллипсоида уменьшается на три. Требуется доказать, что в этом случае и число независимых уравнений движения уменьшится на три.

В случае (34) число диагональных уравнений (18)—(20), очевидно, остается прежним, и требуется рассмотреть уравнения (21)—(26). В отношении последних справедливым будет то, что из шести уравнений независимыми являются только три, так как выполняются равенства

$$c_{12} = c_{21}; \quad c_{13} = c_{31}; \quad c_{23} = c_{32}. \quad (35)$$

Докажем, например, первое из этих равенств. Возьмем уравнения (21) и (25) и поделим: первое на a_1 , а второе на a_1 . После подстановки λ_1 из (34) в три последних члена без производных, они в обоих уравнениях приводятся к выражению

$$\Omega_1 \Omega_2 \left[1 - \frac{4a_3^4}{(a_1^2 + a_3^2)(a_2^2 + a_3^2)} \right]. \quad (36)$$

Остается доказать, что

$$\frac{2}{a_2} \frac{d}{dt} (a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_2) - \frac{a_1}{a_2} \dot{\lambda}_3 + \dot{\Omega}_2 = \frac{2}{a_1} \frac{d}{dt} (a_1 \Omega_3 - a_2 \lambda_3) - \dot{\Omega}_3 + \frac{a_2}{a_1} \dot{\lambda}_3.$$

Раскрывая скобки и делая преобразования, получим

$$2\dot{\Omega}_2 + 2\Omega_3 \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} + \frac{\dot{a}_2}{a_2} \right) = \dot{\lambda}_3 \left(\frac{a_1}{a_2} + \frac{a_2}{a_1} \right) + 2\lambda_3 \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} + \frac{\dot{a}_2}{a_2} \right).$$

Это выражение с учетом условия (34) приводится к тождеству

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{a_1}{a_2} + \frac{a_2}{a_1} \right) \equiv \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} - \frac{\dot{a}_2}{a_2} \right) \left(\frac{a_1}{a_2} - \frac{a_2}{a_1} \right),$$

что и доказывает эквивалентность уравнений c_{12} и c_{21} . Аналогично в (35) доказываются и два других равенства.

Таким образом, для описания движения безвихревых несжимаемых и сжимаемых эллипсоидов Дирихле действительно имеется замкнутая система дифференциальных уравнений. Представляет интерес записать уравнения движения для них в таком виде:

$$\ddot{a}_1 - a_1 \left\{ \Omega_2^2 \left[1 - \left(\frac{2a_3^2}{a_1^2 + a_3^2} \right)^2 \right] + \Omega_3^2 \left[1 - \left(\frac{2a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} \right)^2 \right] \right\} - \frac{2p_0}{\rho a_1} + 2A_1 a_1 = 0, \quad (37)$$

$$\ddot{a}_2 - a_2 \left\{ \Omega_3^2 \left[1 - \left(\frac{2a_1^2}{a_2^2 + a_1^2} \right)^2 \right] + \Omega_1^2 \left[1 - \left(\frac{2a_3^2}{a_2^2 + a_3^2} \right)^2 \right] \right\} - \frac{2p_0}{\rho a_2} + 2A_2 a_2 = 0, \quad (38)$$

$$\ddot{a}_3 - a_3 \left\{ \Omega_1^2 \left[1 - \left(\frac{2a_2^2}{a_3^2 + a_2^2} \right)^2 \right] + \Omega_2^2 \left[1 - \left(\frac{2a_1^2}{a_3^2 + a_1^2} \right)^2 \right] \right\} - \frac{2p_0}{\rho a_3} + 2A_3 a_3 = 0, \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_1 = & \left(\frac{a_2^2 + a_3^2}{a_2^2 - a_3^2} \right) \left\{ 2\Omega_1 \left[\frac{\dot{a}_3}{a_3} - \frac{a_2 \dot{a}_2}{a_2^2 + a_3^2} - \frac{1}{a_3} \frac{d}{dt} \left(\frac{a_2^2 a_3}{a_2^2 + a_3^2} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \Omega_2 \Omega_3 \left[\frac{4a_1^4}{(a_2^2 + a_1^2)(a_3^2 + a_1^2)} - 1 \right] \right\}, \quad (40) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_2 = & \left(\frac{a_3^2 + a_1^2}{a_3^2 - a_1^2} \right) \left\{ 2\Omega_2 \left[\frac{\dot{a}_1}{a_1} - \frac{a_3 \dot{a}_3}{a_3^2 + a_1^2} - \frac{1}{a_1} \frac{d}{dt} \left(\frac{a_3^2 a_1}{a_3^2 + a_1^2} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \Omega_3 \Omega_1 \left[\frac{4a_2^4}{(a_3^2 + a_2^2)(a_1^2 + a_2^2)} - 1 \right] \right\}, \quad (41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_3 = & \left(\frac{a_1^2 + a_2^2}{a_1^2 - a_2^2} \right) \left\{ 2\Omega_3 \left[\frac{\dot{a}_2}{a_2} - \frac{a_1 \dot{a}_1}{a_1^2 + a_2^2} - \frac{1}{a_2} \frac{d}{dt} \left(\frac{a_1^2 a_2}{a_1^2 + a_2^2} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \Omega_1 \Omega_2 \left[\frac{4a_3^4}{(a_1^2 + a_3^2)(a_2^2 + a_3^2)} - 1 \right] \right\}. \quad (42) \end{aligned}$$

Кроме того, для несжимаемой массы можно получить еще уравнение для давления, используя (37)—(39) и (27а).

$$\frac{2p_0}{\rho} = \left[\sum_1^3 a_i^{-2} \right]^{-1} \left\{ 4 + \sum_1^3 \left(\frac{\dot{a}_i}{a_i} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2 \left[\Omega_1^2 \frac{a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 + a_3^2} + \Omega_2^2 \frac{a_1^2 - a_3^2}{a_1^2 + a_3^2} + \Omega_3^2 \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} \right] \right\}. \quad (43)$$

Зная $a_i(t)$ и $\Omega_i(t)$, с помощью (34) находим и $\lambda_i(t)$.

Интегралы момента и энергии принимают вид

$$l_1 = \Omega_1 \frac{(a_2^2 - a_3^2)^2}{a_2^2 + a_3^2}; \quad l_2 = \Omega_2 \frac{(a_1^2 - a_3^2)^2}{a_1^2 + a_3^2}; \quad l_3 = \Omega_3 \frac{(a_1^2 - a_2^2)^2}{a_1^2 + a_2^2}, \quad (44)$$

$$E = \frac{1}{2} \sum_1^3 \dot{a}_i^2 + \frac{1}{2} (\bar{\Omega} \bar{l}) - 2J \quad (\text{для несжимаемой массы}). \quad (45)$$

Движение безвихревых эллипсоидов происходит таким образом, что в любой момент времени векторы $\bar{\Omega}$ и $\bar{\xi}$ образуют развернутый угол (рис. 1). Существует также потенциал скоростей φ^* ($\bar{u}^{(0)} = \text{grad } \varphi$)

$$\varphi = \frac{1}{2} \sum_1^3 x_i^2 \frac{\dot{a}_i}{a_i} + \Omega_1 \frac{a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 + a_3^2} x_2 x_3 + \Omega_2 \frac{a_3^2 - a_1^2}{a_3^2 + a_1^2} x_1 x_3 + \Omega_3 \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} x_1 x_2. \quad (46)$$

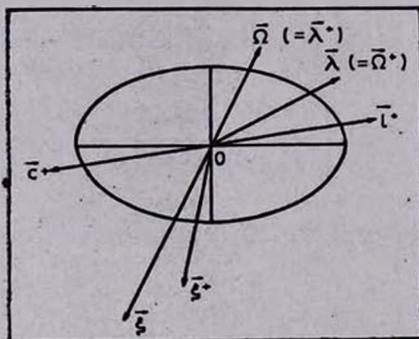


Рис. 1. Схема взаимной ориентации векторов в безвихревом и безмоментном (+) эллипсоидах Дирхле. Между векторами $\bar{\Omega} (= \bar{\lambda}^+)$ и $\bar{\xi}$, \bar{l} и \bar{c} углы в 180° .

б). Рассмотрим теперь эллипсоиды, сопряженные безвихревым. Основным свойством таких эллипсоидов является то, что все они имеют равный нулю момент вращения. В самом деле: если у безвихревых фигур рав-

* Не путать это φ с гравитационным потенциалом (2).

ны нулю компоненты c_p , то согласно *принципу обмена* (32), у сопряженных им фигур равны нулю все компоненты момента вращения l_i^+ .

«Безмоментные» и безвихревые эллипсоиды описываются одинаковым числом переменных. Чтобы получить для первых полную систему уравнений, следует заменить Ω_i на λ_i^+ в (37)—(43) (для сжимаемых в (37)—(42)). Кроме того, вместо равенств (34) в данном случае следует опираться на

$$\Omega_i^+ = 2 \frac{a_j a_k}{a_j^2 + a_k^2} \lambda_i^+. \quad (47)$$

Взаимное расположение векторов $\bar{\Omega}^+$, $\bar{\xi}^+$ и $\bar{\lambda}^+$ у фигур с нулевым моментом показано на рис. 1.

Любой эллипсоид из класса безвихревых или «безмоментных» всегда будет принадлежать только своему классу; действительно, вектор \bar{l} и величина $|\bar{c}|$ являются интегралами движения.

Безвихревые и «безмоментные» эллипсоиды Дирихле существуют только тогда, когда либо все компоненты векторов $\bar{\Omega}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ отличны, вообще говоря, от нуля и поэтому оба эти вектора не могут оставаться с течением времени ни в одной из главных плоскостей эллипсоида, либо когда отличны от нуля лишь по одному компоненту у этих векторов, т. е. $\bar{\Omega}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ всегда совпадают с одной из осей симметрии. Дело в том, что только для этих двух случаев существует замкнутая система уравнений движения.

4. *Безвихревые и «безмоментные» эллипсоиды Римана с наклонным положением оси вращения.* Будем теперь считать в уравнениях (37)—(42) все величины независимыми от времени. В этом случае последние три уравнения приводятся к виду

$$\begin{aligned} \Omega_2 \Omega_3 \left[\frac{4a_1^4}{(a_2^2 + a_1^2)(a_3^2 + a_1^2)} - 1 \right] &= \Omega_1 \Omega_3 \left[\frac{4a_2^4}{(a_3^2 + a_2^2)(a_1^2 + a_2^2)} - 1 \right] = \\ &= \Omega_1 \Omega_2 \left[\frac{4a_3^4}{(a_1^2 + a_3^2)(a_2^2 + a_3^2)} - 1 \right] = 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Из этих уравнений видно, что отличие от нуля всех трех выражений в квадратных скобках привело бы к противоречию, так как тогда для двух отношений полуосей имелось бы три уравнения. Отсюда следует, что из трех компонентов Ω_i не более чем два могут быть отличными от нуля. При-

нимая во внимание (34), заключаем: из трех пар (Ω_1, λ_1) , (Ω_2, λ_2) , (Ω_3, λ_3) не более чем две могут быть отличными от нуля*. Случай, когда только одна пара (Ω_i, λ_i) отлична от нуля, исследован (Введение), поэтому будем рассматривать эллипсоиды, для которых

$$\Omega_1 = \lambda_1 = 0; \quad (\Omega_2, \lambda_2) \neq 0; \quad (\Omega_3, \lambda_3) \neq 0. \quad (49)$$

Если условие (49) выполняется, то уравнения (41), (42) тождественно удовлетворяются, а (40) дает соотношение

$$(1 + n^2) \left(1 + \frac{a_3^2}{a_1^2} \right) = 4, \quad (50)$$

где обозначено

$$n = \frac{a_2}{a_1}, \quad \text{причем } 1 \leq n \leq 3. \quad (51)$$

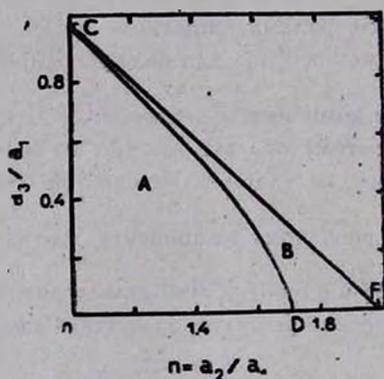


Рис. 2. Кривая CD на плоскости $(a_2/a_1, a_3/a_1)$ представляет геометрическое место точек, на котором находятся безвихревые эллипсоиды и сопряженные им фигуры с нулевым моментом вращения. Область OCF занята эллипсоидами Римана I типа (по Чандрасскару). A и B — это области, в каждой из которых завихренности и моменты вращения не изменяют своего знака. При переходе через кривую CD обе величины изменяют свой знак. Для любого эллипсоида вне границы CD завихренность и момент полярны по знаку.

(50) налагает геометрическое ограничение на эллипсоид, определяя единственное соотношение между a_3/a_1 и n . Последовательность безвихревых фигур является однопараметрической и на плоскости $(a_3/a_1, n)$ находится на кривой, показанной на рис. 2.

* Это частный случай известной [3] теоремы Римана, утверждающей то же самое для любых стационарных эллипсоидов.

Уравнения (37)—(39) приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{2\rho_0}{\rho} &= 2A_1\alpha_1^2 - \alpha_1^2 \left\{ \Omega_2^2 \left[1 - \left(\frac{2\alpha_3^2}{\alpha_1^2 + \alpha_3^2} \right)^2 \right] + \Omega_3^2 \left[1 - \left(\frac{2\alpha_2^2}{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \right)^2 \right] \right\} = \\ &= 2A_2\alpha_2^2 - \alpha_2^2\Omega_3^2 \left[1 - \left(\frac{2\alpha_1^2}{\alpha_2^2 + \alpha_1^2} \right)^2 \right] = 2A_3\alpha_3^2 - \alpha_3^2\Omega_2^2 \left[1 - \left(\frac{2\alpha_1^2}{\alpha_3^2 + \alpha_1^2} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (52)$$

Этих уравнений достаточно для определения ρ_0 , Ω_2^2 и Ω_3^2 как неизвестных функций от отношений полуосей эллипсоида. Так, из них находим I ... I — определитель

$$\Omega_2^2 = 2 \left| \begin{array}{c} B_{23}\alpha_3 \\ B_{13}\beta_3 \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \alpha_2\alpha_3 \\ \beta_2\beta_3 \end{array} \right|; \quad \Omega_3^2 = 2 \left| \begin{array}{c} \alpha_2 B_{23} \\ \beta_2 B_{13} \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \alpha_3\alpha_3 \\ \beta_3\beta_3 \end{array} \right|, \quad (53)$$

где

$$\begin{aligned} B_{13} &= \frac{A_1\alpha_1^2 - A_3\alpha_3^2}{\alpha_1^2 - \alpha_3^2}; & B_{23} &= \frac{A_2\alpha_2^2 - A_3\alpha_3^2}{\alpha_2^2 - \alpha_3^2}; \\ \alpha_2 &= (3 - n^2)/4; & \alpha_3 &= n^2/(1 + n^2); \\ \beta_2 &= 1 + \frac{3 - n^2}{4(1 + n^2)}; & \beta_3 &= -\frac{1 + 3n^2}{2(1 + n^2)}. \end{aligned} \quad (54)$$

Графики величин Ω_2^2 , Ω_3^2 и $|\bar{\Omega}|^2$ показаны на рис. 3.

При $n = 1$ получается безвихревая сфера. В инерциальной системе эта сфера, естественно, покоится, но как первый член безвихревой последовательности ее следует наблюдать из системы, вращающейся с угловой скоростью $|\bar{\Omega}| = 4/\sqrt{15}$. Ось вращения сферы направлена под углом 45° к оси Ox_3 собственной системы отсчета (рис. 4). Увеличивая параметр n , мы деформируем сферу в трехосный эллипсоид. При этом, как видно из рисунков, изменится величина вектора $\bar{\Omega}$ и его ориентация. Отличительным свойством безвихревых фигур является чрезвычайно большая чувствительность их формы к изменению модуля $\bar{\Omega}$ (этим свойством выделяются и безвихревые S-эллипсоиды [3]). Как видно из рис. 3, величина Ω^2 почти не изменяется от сферы до сильно сплюснутого эллипсоида с $a_3/a_1 \approx 0.27$.

Сходным образом зависит от n и величина $|\bar{\xi}|$, поэтому фигура очень чувствительна и к интенсивности внутренних течений.

При $n^2 \rightarrow 3$ получается безвихревой диск, ось вращения которого имеет наклон $\approx 30^\circ$.

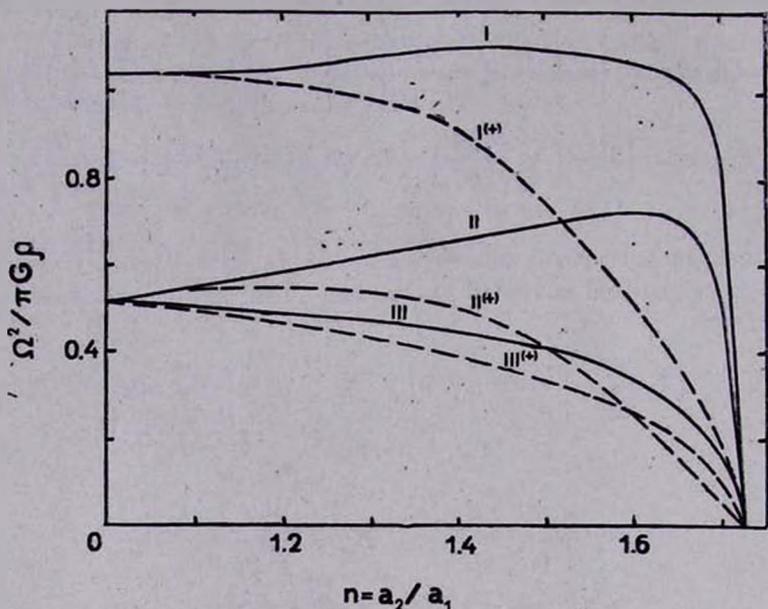


Рис. 3. Квадраты угловой скорости и ее компонент вдоль безвихревой (сплошная линия) и «безмоментной» (штрихи) последовательности. Цифрами I, II и III отмечены графики величин Ω^2 , Ω_2^2 и Ω_3^2 соответственно.

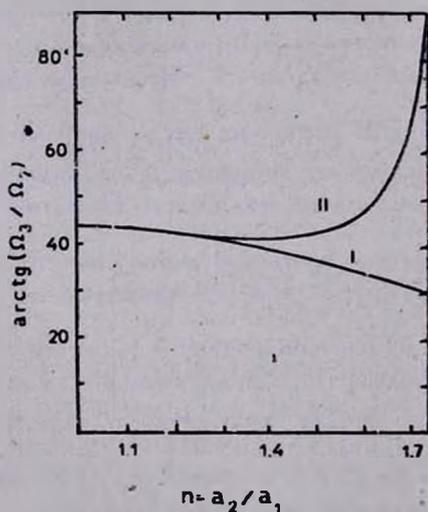


Рис. 4. Угол наклона оси вращения в собственной системе отсчета эллипсоидов вдоль безвихревой (кривая I) и «безмоментной» (кривая II) последовательностей.

Возвращаясь к уравнениям (48) и (52) и делая операцию сопряжения, переходим от безвихревых эллипсоидов к «безмоментным». Последние также образуют однопараметрическую последовательность (рис. 2), и все их характеристики можно выразить через уже найденные характеристики безвихревых фигур.

$$\xi_1^{(0)+} = 0; \xi_2^{(0)+} = -\Omega_2 \frac{(n^2 - 1)^2}{2\sqrt{(3 - n^2)(1 + n^2)}}; \xi_3^{(0)+} = -\Omega_3 \frac{(n^2 - 1)^2}{n(1 + n^2)}, \quad (55)$$

$$\Omega_1^+ = 0; \Omega_2^+ = \frac{\Omega_2}{2}\sqrt{(3 - n^2)(1 + n^2)}; \Omega_3^+ = \Omega_3 \frac{2n}{1 + n^2}, \quad (56)$$

причем Ω_2 и Ω_3 даны в (53). Графики величин из (56) см. на рис. 3.

5. *Заключение.* Безвихревые эллипсоиды выделяются двумя свойствами: потенциальностью (отсутствием циркуляции) течений с точки зрения наблюдателя в инерциальной системе отсчета и очень малой чувствительностью величины угловой скорости от формы фигуры в широком диапазоне сплюснутостей. Последнее свойство находит отражение в особой зависимости от сплюснутости и величины момента вращения. Имеется надежда объяснить этими свойствами безвихревых фигур особенности динамики некоторых из эллиптических галактик.

Автор признателен рецензенту за замечания по содержанию статьи.

Астроязыческий институт
АН Каз.ССР

ON THE IRROTATIONAL AND THE ZERO ANGULAR MOMENTUM ELLIPSOIDS IN THE DIRICHLET PROBLEM

B. P. KONDRAT'YEV

Two new exact solutions have been found in the Dirichlet problem on the oscillations of self-gravitating incompressible (compressible) homogeneous ellipsoidal configurations. These solutions describe the ellipsoids with zero vorticity and the ellipsoids with zero angular momentum (which are adjoint in the sense of a theorem due to Dedekind). Eight (seven) integrals for the motions exist. It has been shown that for the case of the ellipsoidal figures of equilibrium (the Riemann ellipsoids) with oblique rotation these two types of ellipsoids also exist.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. L. Dirichlet, *J. Reine, Angew. Math.*, 58, 181, 1860.
2. Б. Риман, *Сочинения*, Гостехтеориздат, М.—Л., 1948, стр. 339.
3. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
4. L. F. Rossner, *Ap. J.*, 148, 825, 1967.
5. M. Fujimoto, *Ap. J.*, 152, 523, 1968.

УДК: 524.354.6—735

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БАРСТЕРОВ

И. И. ЛАПИДУС, Р. А. СЮНЯЕВ, Л. Г. ТИТАРЧУК

Поступила 8 апреля 1985

Принята к печати 2 августа 1985

Проведены расчеты углового распределения и поляризации излучения барстеров. Показано, что аккреционный диск вокруг нейтронной звезды перехватывает и переизлучает 23% светимости барстера во время всплеска. В результате поток излучения от барстера во время всплеска сильно зависит от угла наклона системы ($F_{\max}/F_{\min} \approx \approx 2.8$). Линейная поляризация излучения барстера во время всплеска достигает максимального значения $\approx 3.7\%$ в направлении, составляющем угол $\approx 72.04^\circ$ с нормалью. В промежутке между всплесками стационарное рентгеновское излучение в основном обеспечивается пограничным слоем. Диск перерассеивает до 50% излучения пограничного слоя, что резко меняет направленность стационарного рентгеновского излучения системы. Степень поляризации излучения системы слабо зависит от угла наклона системы и близка к 6%. Получены аналитические формулы для определения степени линейной поляризации излучения флуоресцентных К-линий тяжелых элементов, рождающегося во внешних областях аккреционных дисков.

1. *Введение.* Согласно общепринятой точке зрения барстеры — источники рентгеновских всплесков — представляют собой нейтронные звезды со слабым магнитным полем в двойных звездных системах. На нейтронную звезду идет дисковая аккреция. Вещество, попадающее на нейтронную звезду, растекается по ее поверхности. При накоплении поверхностной плотности порядка 10^9 г/см² происходит термоядерный взрыв, сопровождающийся мощной вспышкой рентгеновского излучения. Вспышка происходит на всей поверхности звезды, и излучение нейтронной звезды должно быть изотропно. В действительности геометрически тонкий аккреционный диск, простирающийся до самой поверхности нейтронной звезды (если пренебречь наличием сравнительно тонкого пограничного слоя), перехватывает и переизлучает 23% светимости барстера во время всплеска (см. раздел 2). Переизлучение происходит в основном в зоне с размерами в несколько радиусов нейтронной звезды. Аккреционный диск в этой зоне имеет согласно стандартной теории аккреции высокую температуру поверхности [1]. Теплоемкость вещества в диске очень мала и его темпера-

5—1086

тура подстраивается под температуру излучения, поэтому спектр излучения всплеска, перерассеянного электронами диска, слабо отличается от первичного.

Поток излучения, рассеянного диском, характеризуется заметной направленностью, интенсивность максимальна в направлении нормали к его плоскости (рис. 1). Поэтому поток излучения, принимаемый от барстера во время всплеска, должен зависеть от угла наклона системы i (рис. 2а).

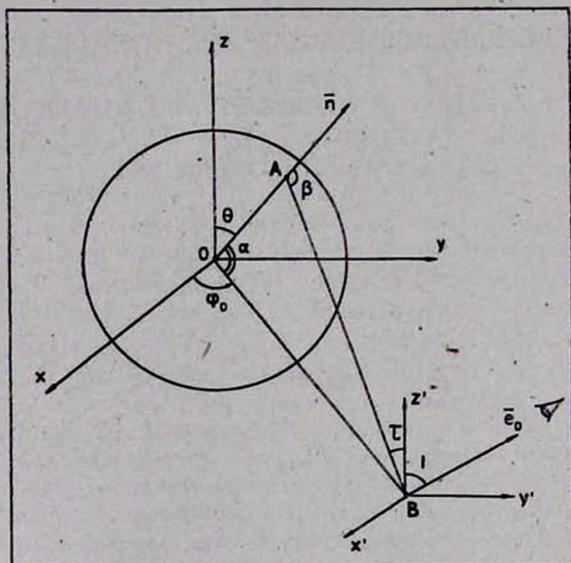


Рис. 1. Геометрия модели барстера. Аккреционный диск расположен в плоскости (XY). Единичный вектор направления на наблюдателя e_0 лежит в плоскости (YZ).

Замечательно, что барстер, наблюдаемый под углом $i = 0$, дает поток, в 1.39 раза превышающий средний поток $L_x/4\pi D^2$, где L_x —светимость, а D —расстояние до барстера (раздел 3). При углах i , близких к 90° , наблюдаемый поток в два раза меньше среднего. Такую заметную угловую направленность необходимо учитывать при сравнении светимости барстера с критической эддингтоновской светимостью.

Угловое распределение излучения, рассеянного диском, было найдено решением уравнений переноса методом последовательных приближений по числу рассеяний (ряд Неймана, см. раздел 3 и формулы в работе [2]). Расчеты проводились для дисков с оптической полутолщей по томсоновскому рассеянию $\tau_T = 2$ и 4. Суммировались данные по 40 рассеяниям. На рис. 3 приведен вклад первых трех рассеяний в интегральное излучение диска, а также вклад диска в излучение всей системы. При расчетах пред-

полагалось, что поверхность нейтронной звезды излучает как чисто электронная рассеивающая атмосфера, $I(\mu) \sim 1 + 2.06 \mu$ [3, 4].

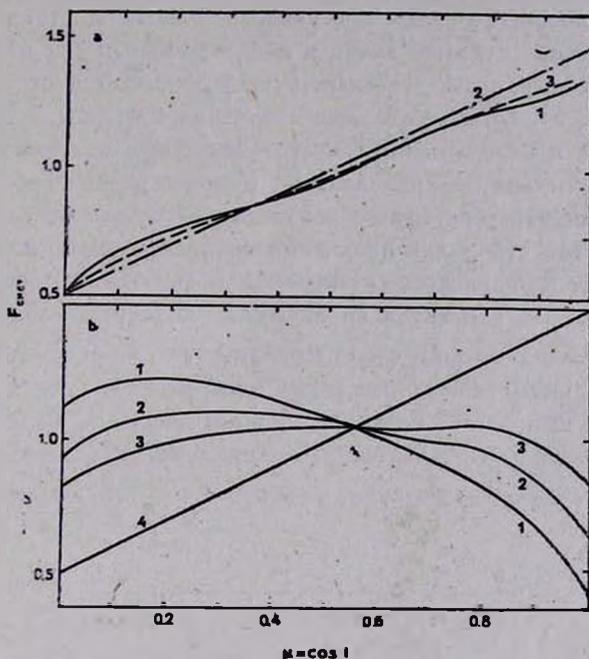


Рис. 2. Угловое распределение излучения барстера а) В6 время всплеска. Поток от барстера нормирован на поток от изотропного излучающего источника той же светимости и находящегося на том же расстоянии. 1 — численный расчет для диска с оптической полутолщей $\tau_0 = 4$. 2 — упрощенная модель, в которой поверхности звезды и диска являются ламбертовскими источниками, влияние тени на диске не учтено. При этом $F_{0(t)} \sim (\cos i + 1/2)$. 3 — случай изотропной индикатрисы рассеяния в диске, тень учтена, для выходящего из диска излучения использовано аналитическое выражение через H -функцию [4]. б) Между всплесками. 1 — $H/R = 0.05$, 2 — $H/R = 0.1$, 3 — $H/R = 0.2$. Кривые предполагают одинаковую полную светимость и одинаковое расстояние до источников. Собственным излучением диска пренебрегается.

Примененный метод позволил также найти степень поляризации излучения, рассеянного аккреционным диском. Степень линейной поляризации рентгеновского излучения системы «диск + видимая часть поверхности звезды» не зависит от длины волны и достигает максимума $p = 3.7\%$ при угле $i \approx 72.4^\circ$ (рис. 4). На достаточно низких энергиях $h\nu < 0.5$ кэВ вклад электронного рассеяния в непрозрачность становится сравнимым с вкладом тормозных процессов и поляризация начинает зависеть от энергии фотонов.

Между всплесками картина иная. При дисковой аккреции на нейтронную звезду половина всей энергии выделяется в узком пограничном слое, опоясывающем звезду, где скорость вещества из диска спадает от кеплеровской до скорости вращения поверхности звезды. В стандартном рентгеновском диапазоне главный вклад в наблюдаемый поток излучения дает пограничный слой, так как его спектр резко отличается от спектра излучения диска [5, 6]. Почти половина излучения погранслоя падает на поверхность диска и перерассеивается ею. Рассеянное излучение оказывается, естественно, сильно поляризованным. Угловое распределение и поляризация излучения барстера между всплесками (раздел 4) рассчитывались теми же методами, что и для излучения во время всплеска.

Фотоэффект на связанных электронах, находящихся на нижних уровнях атомов тяжелых элементов во внешних холодных областях дисков, приводит к появлению линий флуоресценции (K_{α} , K_{β} и других). Учет точной рэлеевской индикатрисы рассеяния дает возможность найти поляризацию в линии, выходящей из аккреционного диска. В разделе 5 приведены расчеты поляризации излучения, выходящего из поверхности диска в K_{α} -линии железа с учетом фотонов, не испытавших и испытавших одно рассеяние.

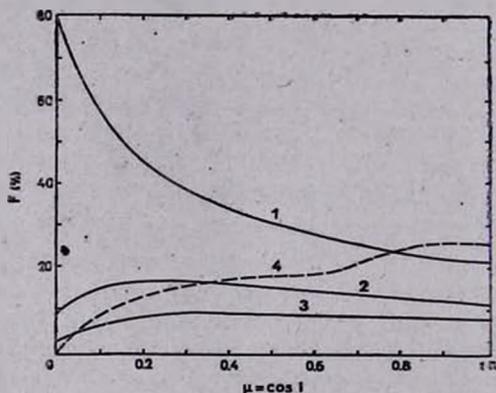


Рис. 3. Вклад трех рассеяний в интегральный поток излучения, выходящего из диска во время всплеска, в зависимости от угла наклона системы. Расчет для диска с $\tau_0 = 4$. 1, 2, 3 — доля соответственно $k=1, 2$ и 3 рассеяний $I_k(t) / \sum_{n=1}^{\infty} I_n(t)$. 4 — вклад диска в полный поток от системы $F_{\text{диск}}(t) / (F_{\text{диск}}(t) + F^*(t))$.

2. Излучение нейтронной звезды, перехватываемое аккреционным диском. Пусть излучающей областью на нейтронной звезде радиуса R являются два кольца шириной H каждое, располагающиеся на ее поверхности симметрично по обе стороны диска (рис. 1). Случай $H \ll R$ отвечает

стационарному режиму, $H = R$ соответствует всплеску. Пусть поток с единицы излучающей поверхности в единицу телесного угла имеет вид ряда по степеням μ — косинуса угла между направлением выхода излучения и нормалью к поверхности

$$\frac{dF}{dSd\Omega} = I_0 \mu (a_1 + a_2 \mu + a_3 \mu^2 + \dots). \quad (1)$$

Доля полного потока излучения звезды во все стороны F_{tot} , перехватываемая плоским, геометрически тонким диском со внутренней границей на ее поверхности (погранслоем пренебрежимо тонким), равна

$$\frac{F_{\text{down}}}{F_{\text{tot}}} = \frac{G}{\cos \theta^* \left(a_1 \pi + a_2 \frac{2\pi}{3} + \dots \right)}, \quad (2)$$

где

$$G = a_1 \frac{\pi}{2} \cos \theta^* \left(1 - \frac{1}{2} \cos \theta^* \right) + a_2 \frac{2}{3} \left(\theta^* \cos \theta^* + \frac{2}{3} - \sin \theta^* + \frac{1}{3} \sin^3 \theta^* \right) + \dots$$

Тут $\theta^* = \arccos H/R$. При $H = R$ и ламбертовском законе излучения поверхности ($a_1 = 1$, $a_2 = a_3 = \dots = 0$) $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 1/4$. Для закона излучения Чандрасекара—Соболева ($a_1 = 1$, $a_2 = 2.06$) при $H = R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 0.228$, а при $H \ll R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 1/2 - 0.289 \cdot (H/R) + 1.53 \cdot 10^{-2} \cdot (H/R)^3 + O(H/R)^5$. Легко видеть, что при оценках в этом разложении можно ограничиться линейным по H/R членом даже при не очень малых H/R .

Использование более точного выражения для закона Чандрасекара—Соболева, получающегося построением интерполяционного полинома Лагранжа по 11 точкам по μ с интервалом 0.1 со значениями в этих точках из таблицы работы [4] дает при $H = R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 0.2297$. Поток F_{down} набирается в основном в областях диска, близких к звезде. Численные оценки дают, что при $H = R$ вклад области $1 < \rho/R < 1.1$ равен $\approx 13\%$, вклад области $1 < \rho/R < 1.5$ составляет $\approx 40\%$, области $1 < \rho/R < 2.2$ около 60% , области $1 < \rho/R < 4.1$ около 80% , а вклад более далеких частей диска с $\rho/R > 13.5$ не превышает 5% .

Так как пограничный слой излучает преимущественно по касательной к диску, часть его излучения будет перехватываться внешними частями диска. В пределе $H/R \rightarrow 0$ перехваченная доля от полной светимости погранслоя составляет

$$F_{\text{add}}/F_{\text{tot}} \approx 1.2 (z_0/R_{\text{disk}}) \approx 2.4 \cdot 10^{-2} \cdot (\dot{m}/0.1)^{3/20} \times \\ \times (a/3.5R_g)^{3/20} (1.4 M_{\odot}/m)^{1/8} (R_{\text{disk}}/10^{11} \text{ см})^{1/8}.$$

Здесь \dot{m} — темп аккреции в долях от критического, a и R_g — соответственно радиус и гравитационный радиус звезды, m — ее масса, z_0 — полутолщина диска. До 80% этого излучения отражается (до 40% уже при первом рассеянии), составляя малую добавку к излучению, попавшему на ближние части диска.

3. Угловое распределение и поляризация излучения барстера во время всплеска. а) Перенос излучения в плоскопараллельной электронной рассеивающей атмосфере. Пусть на поверхность среды оптической толщи $2\tau_0$ в направлении $(-\mu_0, \varphi_0)$ падает параллельный пучок излучения с потоком $\pi \hat{F}$ на единицу площади, перпендикулярной к пучку. Согласно [4] в случае томсоновского рассеяния интенсивность излучения в среде $\hat{I}(\tau, \mu, \varphi) = (I_l, I_r)$ равна

$$I_l = I_l^{(0)} - \frac{3}{4} (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu_0^2)^{1/2} \mu \mu_0 \cos(\varphi_0 - \varphi) F_l \Phi^{(1)}(\tau, \mu) + \\ + \frac{3}{16} \mu^2 (\mu_0^2 F_l - F_r) \cos 2(\varphi_0 - \varphi) \Phi^{(2)}(\tau, \mu), \quad (3)$$

$$I_r = I_r^{(0)} - \frac{3}{16} (\mu_0^2 F_l - F_r) \cos 2(\varphi_0 - \varphi) \Phi^{(2)}(\tau, \mu).$$

Уравнения переноса для скалярных функций $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ и векторной функции $\hat{I}^{(0)} = (I_l^{(0)}, I_r^{(0)})$ имеют вид

$$\mu \frac{\partial \hat{f}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = \hat{f} - \int_{-1}^1 \hat{K}(\mu') \hat{f}(\tau, \mu') d\mu' - \hat{S}_1(\tau), \quad (4)$$

с очевидными граничными условиями

$$\hat{f}(\tau = 0, \mu < 0) = 0, \\ \hat{f}(\tau = 2\tau_0, \mu > 0) = 0. \quad (5)$$

Ядра для $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ и $\hat{I}^{(0)}$ равны соответственно

$$K_1(\mu') = \frac{3}{8} (1 - \mu'^2) (1 + 2\mu'^2),$$

$$K_2(\mu') = \frac{3}{16} (1 + \mu'^2)^2,$$

$$\widehat{K}^{(n)}(\mu') = \frac{3}{8} \widehat{J}(\mu, \mu').$$

Первичные источники равны $S_1^{(1), (2)}(\tau) = e^{-\tau/\mu_0}$,

$$\widehat{S}_1^{(0)}(\tau) = \frac{3}{16} \widehat{J}(\mu, \mu_0) \widehat{F} e^{-\tau/\mu_0},$$

где

$$\widehat{F} = \begin{pmatrix} F_l \\ F_r \end{pmatrix}, \quad \widehat{J}(\mu, \mu') = \begin{pmatrix} 2(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2) + \mu^2\mu'^2 & \mu^2 \\ \mu'^2 & 1 \end{pmatrix}.$$

Очевидное решение (4) с граничными условиями (5) будем искать как сумму ряда Неймана

$$f(\tau, \mu) = \sum_{i=1}^{\infty} f_i(\tau, \mu),$$

$$f_i(\tau, \mu > 0) = \int_{\tau}^{2\tau} e^{-(\tau-\tau')/\mu} S_i(\tau') \frac{d\tau'}{\mu},$$

$$f_i(\tau, \mu < 0) = \int_0^{\tau} e^{-(\tau-\tau')/|\mu|} S_i(\tau') \frac{d\tau'}{|\mu|},$$

(6)

$$S_{i+1}(\tau) = \int_{-1}^1 K(\mu') f_i(\tau, \mu') d\mu'.$$

Введем моменты интенсивности $\widehat{I}^{(0)}(\tau, \mu)$.

$$J_{l, i+1}(\tau) = \int_{-1}^1 I_{l, i}^{(0)}(\tau, \mu') d\mu', \quad K_{l, i+1}(\tau) = \int_{-1}^1 I_{l, i}^{(0)}(\tau, \mu') \mu'^2 d\mu',$$

(7)

$$J_{r, i+1}(\tau) = \int_{-1}^1 I_{r, i}^{(0)}(\tau, \mu') d\mu'.$$

Можно показать, что источники верхней и нижней строк уравнения для $\widehat{I}^{(0)}$ равны

$$\begin{aligned}
 S_{l, i+1} &= \frac{3}{8} (3\mu^2 - 2) \cdot K_{l, i+1}(\tau) + \\
 &+ \frac{3}{4} (1 - \mu^2) \cdot J_{l, i+1}(\tau) + \frac{3}{8} \mu^2 \cdot J_{r, i+1}(\tau), \\
 S_{r, i+1} &= \frac{3}{8} K_{l, i+1}(\tau) + \frac{3}{8} J_{r, i+1}(\tau).
 \end{aligned} \tag{8}$$

Первичные значения моментов равны

$$\begin{aligned}
 J_{l, 1}(\tau) &= \frac{1}{2} e^{-\tau/\mu_0} \cdot F_l, \\
 K_{l, 1}(\tau) &= \frac{1}{2} e^{-\tau/\mu_0} \cdot \mu_0^2 F_l, \\
 J_{r, 1}(\tau) &= \frac{1}{2} e^{-\tau/\mu_0} \cdot F_r.
 \end{aligned} \tag{9}$$

б) *Геометрия модели рентгеновского источника.* Будем считать, что источником рентгеновского излучения является нейтронная звезда, окруженная плоским диском, доходящим до ее поверхности. Пусть диск лежит в плоскости (XY) (рис. 1). Для всех точек A верхней полусферы угол между плоскостями OAB и ZOB $\delta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$. Элемент площади поверхности сферы $dS_A = R^2 \sin \alpha d\alpha d\delta$. Для излучения, приходящего из точки A в точку B диска, косинус угла падения $\mu_0 = \cos \tau = \frac{R}{AB} \sin \alpha \cdot \cos \delta$. Для всех точек A , из которых видна точка B диска с координатами (ρ, φ_0) , $\alpha \in [0, \arccos R/\rho]$. Пусть единичный вектор направления на наблюдателя e_0 лежит в плоскости (ZY) , составляя угол i с осью z (при этом $\varphi = \pi/2$). Наблюдатель не увидит части диска, заслоняемой сферой, а именно половины эллипса с малой и большой полуосями R и $R/\cos i$. Пусть нейтронная звезда излучает как чисто электронная рассеивающая атмосфера, т. е. поток с единицы ее поверхности в единичный телесный угол $\frac{dF}{dS_A d\Omega} = I_0 \bar{\mu} (1 + 2.06 \bar{\mu})$, где $\bar{\mu} = \cos \beta = (\rho \cdot \cos \alpha - R)/AB$. Учитывая определение величины $F = F_l + F_r$ в разделе 3а и геометрический фактор $1/AB^2$, получим

$$dF = \frac{I_0}{\pi} \bar{\mu} (1 + 2.06 \bar{\mu}) \frac{dS_A}{AB^2}. \quad (10)$$

Будем считать, что излучение, идущее от поверхности сферы, неполяризовано. Тогда $F_l = F_r = F/2$. Выражения типа (3) для параметра Стокса U мы не выписывали, т. к. оно нечетно по $(\varphi_0 - \varphi)$, поэтому

$$\int U dS_B = 0.$$

Для вычисления потока, приходящего к наблюдателю от диска, надо проинтегрировать выражение (3) по видимой поверхности диска. Однако, учитывая линейность уравнений переноса по источникам, можно сначала проинтегрировать по диску исходные источники, а уже затем решать задачу переноса. Единственный недостаток этого метода состоит в том, что из-за тени область интегрирования по диску зависит от i , следовательно, интегральное распределение первичных источников также зависит от i . Несмотря на это такой способ является более простым, чем вычисление величин (3) в каждой точке диска, а затем их интегрирование по диску.

Включим поэтому в исходные источники раздела 3а сомножители при соответствующих интенсивностях, зависящие от μ_0 ,

$$J_{l,1}(\tau) = J_{r,1}(\tau) = \frac{1}{4} \int e^{-\tau/\mu_0} \rho d\rho d\varphi_0 dF,$$

$$K_{l,1}(\tau) = \frac{1}{4} \int e^{-\tau/\mu_0} \cdot \mu_0^2 \rho d\rho d\varphi_0 dF,$$

$$S_1^{(1)}(\tau) = \int e^{-\tau/\mu_0} \cdot (1 - \mu_0^2)^{1/2} \mu_0 \sin \varphi_0 \rho d\rho d\varphi_0 dF, \quad (11)$$

$$S_1^{(2)}(\tau) = - \int e^{-\tau/\mu_0} \cdot (1 - \mu_0^2) \cos 2\varphi_0 \cdot \rho d\rho d\varphi_0 dF.$$

Соответствующие интенсивности являются решениями задачи.

Необходимо также учесть поток излучения, приходящего непосредственно с поверхности звезды. Его легко вычислить интегрированием по видимой части поверхности звезды. С учетом закона потемнения звезды к краю он составляет

$$F^*(i) = I_0 R^2 \left[\frac{\pi}{2} (1 + \cos i) + 2.06 \cdot \left(\frac{2\pi}{3} - \frac{2}{3} i + \frac{1}{3} \sin 2i \right) \right]. \quad (12)$$

Заметим, что (12) удовлетворяет очевидному соотношению $F^*(0) = 2F^*\left(\frac{\pi}{2}\right)$, выражающему тот факт, что при $i = 0$ наблюдатель видит

всю верхнюю полусферу, а при $i = \pi/2$ лишь ее половину. В результате степень поляризации излучения системы равна

$$p = \frac{(I_l - I_r) \cdot \cos i}{(I_l + I_r) \cdot \cos i + F^*(i)}, \quad (13)$$

где I_l и I_r относятся к излучению диска.

в) Численное решение уравнений переноса. Модель источника (раздел 3б) симметрична относительно плоскости $\tau = \tau_0$, поэтому с учетом излучения, пришедшего от нижней полусферы, полная интенсивность излучения $f_{\text{tot}}(\tau, \mu) = f(\tau, \mu) + f(2\tau_0 - \tau, -\mu)$, где $f(\tau, \mu)$ есть решение задачи (4), (5). Отрезок $0 \leq \tau \leq 2\tau_0$ делился на равные интервалы N_τ точками, в которых источники (6) вычислялись интегрированием по 15-точечной формуле Гаусса. При вычислении интенсивностей (6) последовательный переход от одной точки к другой по τ осуществлялся по формуле Симпсона.

г) Результаты. Оптические толщи дисков по томсоновскому рассеянию велики [1]. При расчетах использованы параметры $\tau_0 = 2$, $N_\tau = 400$, число рассеяний $N_{\text{расс}} = 40$. Ряд Неймана, как и ожидалось, сходится в среднем за $(1 \div 2) \cdot (2\tau_0)^2$ рассеяний. При увеличении τ_0 до 4 изменения в степени поляризации p не превышают единицы в третьем знаке. На рис. 4 дана зависимость p от i . Максимальное значение $p_{\text{max}} \approx 3.6\%$ достигается при $i \approx 72.4^\circ$. Учтем в качестве поправки то, что излучение, принимаемое наблюдателем непосредственно с поверхности нейтронной звезды, также может быть поляризовано. Для такого излучения, выходящего из границы полубесконечной среды под углом $\arccos \mu$ к нормали, существует хорошее приближение для I и Q [7]:

$$\begin{aligned} I(\mu) &= I_0(1 + 2.06\mu), \\ Q(\mu) &= I_0(1 - \mu^2) \cdot [0.154\mu - 0.117 \cdot (1 + \mu^2)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Интеграл по видимой части поверхности звезды дает

$$\begin{aligned} Q_{\text{диск}}/I_0 &= -\frac{0.154}{15} \sin 2i (1 - \cos 2i) + \frac{\pi \cdot 0.117}{256} \times \\ &\times (10 \cos i - 11 \cos 3i + \cos 5i). \end{aligned} \quad (15)$$

Возникающая в результате поправка к p мала, ее максимальное значение 0.15% при $\mu = 0.5$ (рис. 4). Часть излучения диска попадает опять на нейтронную звезду, увеличивая в целом ее светимость примерно на 3% .

Отражаясь от нее, оно станет тоже поляризованным. Однако численные оценки дают, что поправка к p всей системы не превысит $6 \cdot 10^{-4}$ при $\mu = 0$, при остальных μ она еще меньше. На рис. 2а дана зависимость от

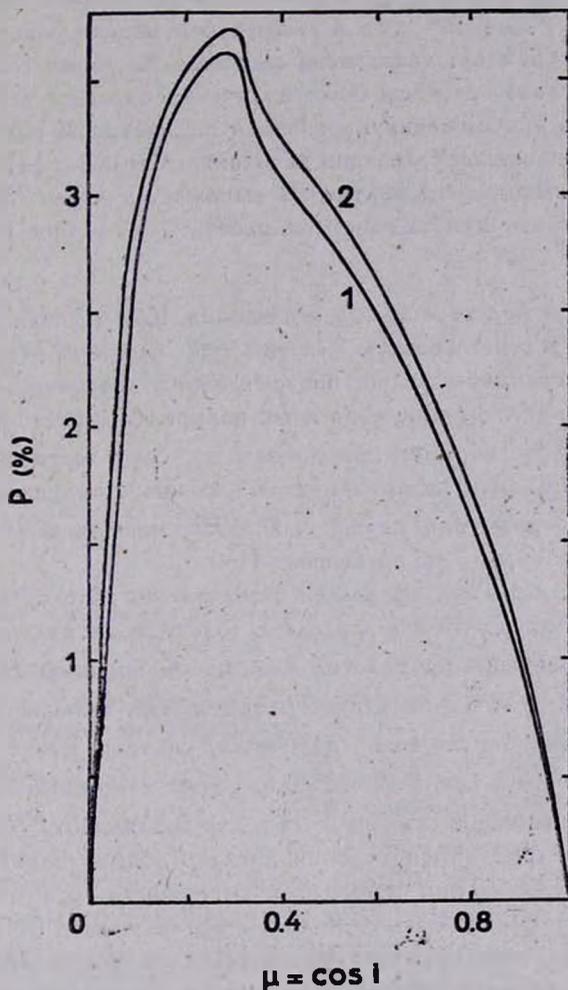


Рис. 4. Зависимость степени поляризации излучения барстера во время вспышки от угла между направлением на наблюдателя и нормалью к диску. 1-й численный расчет ($\tau_0 = 4$). 2—то же, с учетом поляризации излучения, приходящего к наблюдателю непосредственно с поверхности нейтронной звезды.

угла i потока от системы $F_{\text{скот}}$, вычисленного как знаменатель формулы (13). Нормировка произведена на значение $F^*(0)$. Для сравнения дана зависимость

$$F_{\text{снот}}(i)/F^*(0) = \cos i + 1/2, \quad (16)$$

имеющая место при условии, что на диск падает $1/4$ потока от полусферы во все стороны (раздел 2), поверхности звезды и диска являются ламбертовскими источниками и влияние тени на диске пренебрежимо. Заметим, что отношение $F_{\text{снот}}(0)/F^*(0)$ в этой грубой модели равно $3/2$, в точном расчете 1.39, а при отсутствии диска оно было бы равно 1. Кроме того, на рис. 2а дано угловое распределение излучения барстера во время вспышки, найденное в приближении изотропной индикатрисы рассеяния в диске с учетом вышеописанной геометрии источника. Согласно [4], в этом случае интенсивность выходящего излучения выражается через H -функцию, для которой было взято приближение из работы [8], верное с точностью не хуже 0.8%.

4. *Излучение барстера между всплесками.* Как отмечалось в разделе 1, главный вклад в рентгеновскую светимость барстера между всплесками дает тонкий пограничный слой, опоясывающий нейтронную звезду. Считая, что излучение, выходящее из него, поляризовано по закону (14), интегрированием по видимой при данном $\mu = \cos i$ части излучающей поверхности можно найти поляризацию собственного излучения пограничного слоя. Однако даже при малых $H/R \leq 0.2$ максимальное значение степени поляризации $p_{\text{слой}}$ не превышает 1%.

При расчетах поляризации всей системы «погранслой+диск» использовался тот же метод, что и в разделе 3, только лишь излучающая область на сфере была ограничена полосой у экватора шириной H . Максимум p достигается при $\mu \approx 0.3$ практически при любых значениях H/R , причем с ростом H/R от нуля значение p ($\mu = 0.3$) сначала растет, достигая максимума $p_{\text{max}} = 6.26\%$ при $H/R = 0.15$, а затем монотонно падает с ростом H/R . На рис. 5 дана зависимость p от μ для различных H/R (отдельно показан вклад поляризации излучения диска в общую поляризацию системы), а также поляризация излучения, выходящего из полубесконечной среды, рассеивающей по закону Рэлея ([4], см. также (14)).

Угловые распределения излучения барстера между всплесками, нормированные на единичную полную светимость, показаны на рис. 2б. При малых $H/R \leq 0.05$ поток максимален в направлении почти по касательной к диску ($\mu \rightarrow 0$), при этом вклад диска исчезающе мал; с ростом μ поток в единицу телесного угла уменьшается, при $\mu = 1$ практически весь поток идет от диска.

Сильная угловая направленность излучения погранслоя приводит, как уже отмечалось, к заметному росту доли излучения, падающего на диск. Вследствие этого возрастает интенсивность выходящего из диска резо-

нансного излучения в K -линиях тяжелых элементов (см. раздел 5). Оценки показывают, что полные эквивалентные ширины нерассеянного и однократно рассеянного излучения в K -линиях железа при нормальном обилии могут составлять соответственно $W^{(0)} \approx 60$ эВ, $W^{(1)} \approx 10$ эВ. При оценках принято $\mu_0 = 0.2$, спектр источника $L(\varepsilon) = \text{const}$ до $\varepsilon = 25$ кэВ.

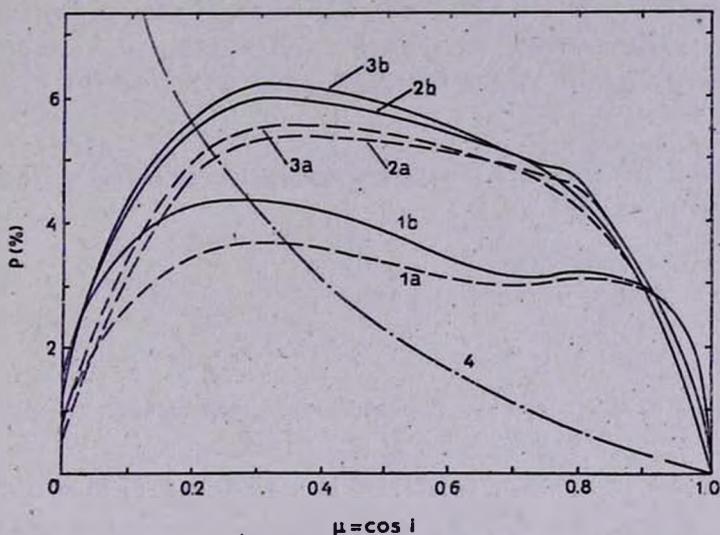


Рис. 5. Степень поляризации излучения барстера между всплесками. 1 — $H/R = 0.05$, 2 — $H/R = 0.1$, 3 — $H/R = 0.2$. Отдельно даны: а) поляризация излучения диска; б) поляризация излучения всей системы «диск+погранслои». Для сравнений дана зависимость 4-степень поляризации излучения, выходящего из полубесконечной электронной рассеивающей атмосферы [4].

5. Поляризация в линиях K -флуоресценции. А. Общие положения. Во внешних холодных ($T \sim 10^4 \div 10^5$ К) областях аккреционных дисков атомы тяжелых элементов Fe, S, Si, Ni находятся в низких состояниях ионизации, при этом оболочки K и L заполнены. Фотоэффект на K -электронах приводит к появлению K_α -линии излучения. Вероятности излучения в линиях K_β и других меньше вероятности K_α -перехода по крайней мере на порядок. Ссылки, относящиеся к истории вопроса, приведены в [8].

Б. Поляризация в K_α -линии при отражении от плоскопараллельной атмосферы. Примем, что как для рентгеновского континуума, так и для линий вклады в непрозрачность дают фотопоглощение нейтральными атомами тяжелых элементов и томсоновское рассеяние на электронах, которые можно считать свободными. Будем считать также, что частота фотона при рас-

сеянии не меняется и первичное излучение рассеивается изотропно. Учет, однако, точной рэлеевской индикатрисы рассеяния K_α -фотонов дает возможность найти поляризацию в линии, выходящей из среды. В расчетах достаточно найти интенсивности излучения, не испытывавшего и испытывавшего одно рассеяние, вклады же всех остальных рассеяний в суммарную интенсивность не превышают 10% и распределяются по широкому спектральному интервалу, поднимая лишь уровень фона на несколько процентов [8]. В данной работе мы приводим результаты вычисления поляризации K_α -линии железа, наиболее интересной с наблюдательной точки зрения вследствие высокого выхода флуоресценции $\omega_k = 0.34$ [9] и большого обилия.

а) Уравнения переноса. Уравнение переноса первичного излучения имеет обычный вид [4]

$$\mu \frac{d\bar{I}(\tau, \mu)}{d\tau} = \bar{I} - \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 \bar{I}(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\lambda}{4\pi} I_0 e^{-\tau/\mu}, \quad (17)$$

где $\tau = \int_0^\infty N_e (\sigma_T + \sigma_{ph}(\epsilon)) dz$, вероятность „выживания“ в единичном

акте рассеяния $\lambda = (1 + \sigma_{ph}(\epsilon)/\sigma_T)^{-1} = [1 + (Y + Y_{Fe}) \cdot (7.81 \text{ кэВ}/\epsilon)^3]^{-1}$ при $\epsilon > \epsilon_{th} = 7.11 \text{ кэВ}$ [10, 11]. Кроме того, $\lambda_k = \lambda(\epsilon_k = 6.4 \text{ кэВ}) = (1 + 1.82 \cdot Y)^{-1}$. Коэффициенты Y_{Fe} и Y введены для приблизительного учета отличия от нормальных обилий Fe и тяжелых элементов с $z < 26$, ответственных за поглощение K_α -фотонов железа. Уравнение переноса в линии, согласно [4] и по аналогии с [8], имеет вид

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\tau_k} \left(\frac{I_l(\tau_k, \mu)}{I_r(\tau_k, \mu)} \right) &= \left(\frac{I_l}{I_r} \right) - \lambda_k \cdot \frac{3}{8} \int_{-1}^1 \left(2(1 - \mu^2) \frac{1 - \mu'^2}{\mu'^2} + \mu^2 \mu'^2 \frac{\mu^2}{1} \right) \times \\ &\times \left(\frac{I_l(\tau_k, \mu')}{I_r(\tau_k, \mu')} \right) d\mu' - \delta \frac{\lambda_k}{\lambda} \cdot \frac{\epsilon_k}{\epsilon} \cdot \bar{S} \left(\tau_k \frac{\lambda_k}{\lambda} \right) \cdot \hat{A}_0, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\delta(\epsilon) = \omega_k \sigma_{ph, k}(\epsilon)/\sigma_T$, $\hat{A}_0 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/2 \end{pmatrix}$, $\bar{S}(\tau)$ есть функция источника из правой части уравнения (17), а сечение фотопоглощения K -оболочкой железа в расчете на 1 электрон [10] $\sigma_{ph, k}(\epsilon) = 3.17 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2 \cdot (1 \text{ кэВ}/\epsilon)^3 \cdot Y_{Fe}$.

Интенсивность излучения, выходящего из поверхности в K -линии без рассеяния $I^{(0)}$, определяется только распределением в среде источ-

ников излучения непрерывного спектра. Зная известное выражение для решения (17) $\bar{I}(0, \mu)$ через H -функцию [4], получим

$$I_{l,r}^{(0)}(0, \mu) = \beta\gamma \cdot \frac{2}{\lambda_k} \cdot \frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda}, \quad (19)$$

где $\beta = \frac{\partial \lambda_k^2}{2\lambda} \frac{\epsilon_k}{\epsilon} (\hat{A}_0)_l$, $\gamma = \frac{\lambda}{4\pi} I_0 \mu_0 \cdot H(\mu_0, \lambda)$.

Теперь можно вычислить соответствующий источник $\hat{S}^{(1)}$ в правой части (18) и найти выходящую интенсивность $\hat{I}^{(1)}$ излучения, испытавшего одно рассеяние:

$$I_l^{(1)}(0, \mu) = \frac{3}{4} (2 - \mu^2) T(\mu) + \frac{3}{4} (3\mu^2 - 2) K(\mu),$$

$$I_r^{(1)}(0, \mu) = \frac{3}{4} T(\mu) + \frac{3}{4} K(\mu), \quad (20)$$

где

$$K(\mu) = \beta\bar{I}\left(0, \mu \frac{\lambda_k}{\lambda}\right) [\mu/2 - \mu^2 + \mu^3 \ln(1 + 1/\mu)] +$$

$$+ \beta \int_0^1 d\mu' \frac{\mu'^3}{\mu - \mu'} [\mu\bar{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda) - \mu'\bar{I}(0, \mu'\lambda_k/\lambda)], \quad (21)$$

$$T(\mu) = \beta\bar{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda) \mu \ln(1 + 1/\mu) +$$

$$+ \beta \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu - \mu'} [\mu\bar{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda) - \mu'\bar{I}(0, \mu'\lambda_k/\lambda)].$$

Можно воспользоваться приближением [8] $H(\mu, \lambda) \simeq \frac{1 + \sqrt{3}\mu}{1 + \sqrt{3}(1-\lambda)\mu}$, ошибка которого не превосходит 8% в интервале $0 \leq \lambda \leq 1$, $0 \leq \mu < \infty$. Тогда

$$K(\mu) = \beta\gamma [-2\mu^2 + \mu^3 \ln(1 + 1/\mu)] \frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda} + \beta\gamma \frac{\lambda}{\lambda_k \sqrt{1-\lambda}} \left(\mu + \frac{1}{2}\right) +$$

$$+ \beta\gamma \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{3}(1-\lambda)} (V\sqrt{1-\lambda} - 1 - \mu_0 V\sqrt{3(1-\lambda)}) +$$

$$+ \beta\gamma \mu_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \frac{1 - \sqrt{3}\mu_0}{1 - \sqrt{3}(1-\lambda)\mu_0} \left[\mu_0 \frac{\lambda}{\lambda_k} - \mu\right] \ln\left(1 + \frac{\lambda_k}{\lambda\mu_0}\right) + \beta\gamma \mu^2 R(\mu), \quad (22)$$

$$T(\mu) = \beta\gamma \frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda} \mu \ln(1 + 1/\mu) + \beta\gamma R(\mu),$$

где

$$R(\mu) = \frac{\lambda}{\lambda_k \sqrt{1-\lambda}} \frac{1 - \sqrt{1-\lambda}}{1 - \mu_0 \sqrt{3(1-\lambda)}} \frac{\ln(1 + \lambda_k / \lambda \sqrt{3(1-\lambda)})}{1 + \mu \lambda_k / \lambda \sqrt{3(1-\lambda)}} + \\ + \frac{\mu_0 \lambda / \lambda_k}{\mu_0 + \mu \lambda_k / \lambda} \frac{1 - \mu_0 \sqrt{3}}{1 - \mu_0 \sqrt{3(1-\lambda)}} \ln(1 + \lambda_k / \lambda \mu_0).$$

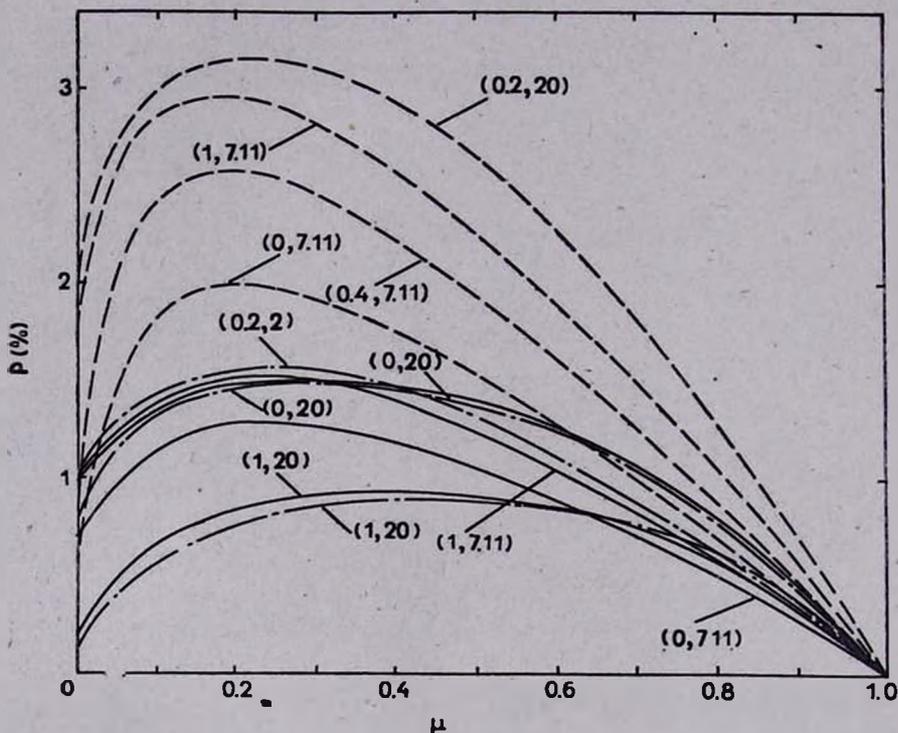


Рис. 6. Степень линейной поляризации излучения K_{α} -линии железа от внешних областей диска. Кривые обозначены значениями косинуса угла падения и энергии первичного излучения (μ_0, ϵ). Сплошные линии соответствуют нормальному обилию $Y=1$, $Y_{F_0}=1$, штриховый — $Y=0.1$, $Y_{F_0}=10$. Штрих-пунктирные линии — нормальное обилие, падающий пучок имеет тепловой спектр с $kT = 2, 20$ кэВ.

Для вычисления $H(\mu \lambda_k / \lambda, \lambda)$ в (22) использовалось приближение, верное с точностью не хуже 0.2% для $0 \leq \lambda \leq 1$, $0 \leq \mu \leq 1$,

$$H(\mu, \lambda) = \left[(1-\lambda)^{1/2} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\mu'}{\mu + \mu'} \bar{H}(\mu', \lambda) d\mu' \right]^{-1}, \quad (23)$$

где $\bar{H}(\mu, \lambda)$ — приближение $H(\mu, \lambda)$ с точностью 0.8%, верное в квадрате $0 \leq \lambda \leq 1$, $0 \leq \mu \leq 1$.

$$\bar{H}(\mu, \lambda) = \frac{1 + \sqrt{3}\mu}{1 + \sqrt{3}(1-\lambda)\mu} \left\{ 1 - \frac{\lambda}{4} (1 + \lambda^2) \mu [\ln \mu + 1.33 - 1.458 \cdot \mu^{0.62}] \right\}. \quad (24)$$

Это сделано для того, чтобы получить $H(\mu \lambda_k / \lambda, \lambda)$ при $\mu \lambda_k / \lambda > 1$, где разложение (24) неприменимо.

б) *Результаты.* Зависимость степени поляризации $p = (I_i^{(1)} - I_r^{(1)}) / (I_i^{(1)} + I_r^{(1)} + 2I^{(0)})$ от угла выхода i приведена на рис. 6. Для нормального обилия и энергии, равной пороговой ($Y = Y_{Fe} = 1$, $\varepsilon = \varepsilon_{th} = 7.11$ кэВ), p не превышает 1.6%, максимальное значение достигается при $\mu = \cos i \approx 0.2$ практически для всех углов падения $\theta_0 = \arccos \mu_0$. При увеличенном содержании железа и уменьшенном других элементов с $z < 26$ ($Y = 0.1$, $Y_{Fe} = 10$) значения p растут, достигая $p_{max} \approx 3\%$ при $\mu_0 = 1$, $\mu = 0.2$ (причем p увеличивается с ростом μ_0 от 0 до 1), что легко объясняется ростом вклада однократно рассеянного излучения по сравнению с вышедшим без рассеяния как следствие уменьшения поглощения в линии. В случае падения монохроматического пучка с $\varepsilon = 20$ кэВ и теплового спектра с $kT = 2$, 20 кэВ (рис. 6) основные черты зависимости те же, что и в случае, описанном выше.

Институт космических исследований
АН СССР

ANGULAR DISTRIBUTION AND POLARIZATION OF X-RAY BURSTER RADIATION

I. I. LAPIDUS, R. A. SUNYAEV, L. G. TITARCHUK

Angular distribution and polarization of X-ray burster radiation have been calculated. It has been shown that the accretion disk around the neutron star intercepts and reradiates 23% of burster luminosity during a flash. The result is a strong dependence of radiation flux on the burster during the flash on the inclination angle of the system ($F_{max}/F_{min} \approx 2.8$). The degree of linear polarization of burster radiation during the flash reaches the maximum value $\approx 3.7\%$ in the direction of $\approx 72^\circ.4$ from the normal. In periods between flashes the stationary X-radiation is provided mainly by the boundary-layer. The disk reradiates up to 50% of the boundary-layer radiation. This fact results in

the abrupt variation of the stationary X-ray flux direction. The degree to which the radiation from the system is polarized depends rather weakly on the inclination angle of the system and is about 6%. Analytical formulae are received for the calculation of linear polarization of fluorescent K-line radiation of heavy elements coming from outer regions of accretion disks.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, Astron. Astrophys., 24, 337, 1973.*
2. *Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук, Astron. Astrophys., 143, 374, 1985.*
3. *В. В. Соболев, Уч. зап. ЛГУ, сер. мат. наук, 18, № 116, 3, 1949.*
4. *С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.*
5. *Р. А. Сюняев, Письма АЖ, 1986 (в печати).*
6. *Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук, M. N. RAS, 1985 (в печати).*
7. *А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.*
8. *М. М. Баско, Ap. J., 223, 268, 1978.*
9. *W. Vambenek et al., Rev. Mod. Phys., 44, 716, 1972.*
10. *G. Rakavy, A. Ron, Phys. Rev., 159, 50, 1967.*
11. *R. L. Brown, R. J. Gould, Phys. Rev., D, 1, 2252, 1970.*

УДК: 524.57—655

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ
MON R1

Л. А. ПАВЛОВА, Ф. К. РСПАЕВ

Поступила 11 апреля 1985

Принята к печати 15 августа 1985

Представлены новые наблюдения поляризации излучения звезд в ассоциации отражательных туманностей Моп R1. Исследованы 17 звезд в фотометрической системе В. 9 из них являются ядрами отражательных туманностей. Обнаружена большая поляризация ($\sim 10\%$) у звезды VY Моп. Обсуждается связь поляризации звезд и структуры туманностей с магнитным полем облака, в котором они расположены.

Комплекс отражательных туманностей Моп R1 тесно связан с ассоциацией Моп OB1, в которую входит хорошо известная довольно молодая область NGC 2264. Моп R1 расположен в плоскости Галактики на южном крае гигантского темного облака, которое пересекается в исследуемой области почти круговой светящейся оболочкой диаметром около 55 пс (при $l = 1$ кпс), отчетливо видной на картах Паломарского атласа. Образование таких оболочек связывают со взрывом сверхновой, расширением H II-области или звездным ветром. Движение оболочки в молекулярных облаках может быть причиной недавнего звездообразования, что мы, по-видимому, и наблюдаем в области Единорога. В этой области найдено большое число звезд с H_2 -эмиссией и звезд в стадии, предшествующей главной последовательности. Огура [1] показал, что такие звезды концентрируются в области NGC 2264 в Моп OB1 и в зонах наибольшей эмиссии CO в Моп R1.

Исследование CO эмиссии в Моп R1, проведенное Кутнером и др. [2], выявило кинематическое различие между OB1 и R-ассоциациями. По наблюдениям различных молекул в Моп OB1 получена лучевая скорость 8 км/с [3], тогда как в Моп R1 по наблюдениям эмиссии CO в самых горячих точках — 0 км/с, по наблюдениям OH и H_2CO в точках G 201.5+0.6 [4] получена скорость 4 км/с. Различия в скоростях взаимодействующих облаков могут быть причиной наблюдаемых структурных особенностей, которыми богата область Единорога.

В связи с изучением распределения звезд, межзвездной и околозвездной материи в Моп R1 были проведены измерения параметров поляризации излучения 17 звезд, часть из которых является ядрами отражательных туманностей. Цель работы заключалась в выявлении связи направления поляризации с тонкой структурой туманностей и с распределением темной материи в облаке. Поскольку механизм ориентации межзвездных пылинок связан с магнитным полем, наблюдения поляризации отражают картину локальных магнитных полей.

Наблюдения выполнялись на 1-м телескопе системы Ричи—Кретьена с помощью одноканального электрополяриметра, работающего в режиме счета фотонов. Регистрация и обработка данных проводились одновременно с помощью управляющей вычислительной машины СЦВМ «Планета-3». Во время наблюдений использовалась диафрагма диаметром 16". Методика наблюдений и обработки описана в работе [5]. Наблюдения проводились в период 17—23 декабря 1984 г. и 24—31 января 1985 г. Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

Сравнение результатов показывает, что из наблюдаемых звезд параметры поляризации известны для $L_k H_\alpha$ 215 (№ 11) и HD 259431 (№ 12). По данным, приведенным в работе [7], для $L_k H_\alpha$ 215 $p_\perp = 1.04 \pm 0.03$, $\theta = 68^\circ.1 \pm 0^\circ.8$; по данным [8] для HD 259431 $p_\perp = 0.79 \pm 0.21$, $\theta = 100^\circ \pm 9^\circ$. Обе звезды из списка Хёрбига, обе — переменные с эмиссией, чем и объясняются небольшие различия в наблюдаемых величинах.

Недавно Хербст и др. [6] провели исследование звезд в Моп R1. Были получены более точные сведения о спектрах, величинах в видимой и инфракрасной областях. Эти данные позволили сделать вывод о том, что звезды ранних спектральных типов (B0—B2) имеют более слабые околозвездные оболочки, чем звезды позднее B5. Обычно звезды с околозвездными оболочками имеют большой избыток цвета E_{B-V} , можно ожидать и повышенные значения поляризации излучения.

Четыре звезды, освещающие отражательные туманности, показали большие инфракрасные избытки: $L_k H_\alpha$ 215 (NGC 2245), HD 259431 (NGC 2247), IC 446, VY Моп. Их избытки, как правило, относятся к околозвездным оболочкам, природа которых не объясняется однозначно, но они, вероятно, являются одним из признаков молодости этих объектов.

На рис. 1 отмечены наблюдаемые звезды, их параметры поляризации, контуры СО-эмиссии и положение галактического экватора. Снимок был получен Д. А. Рожковским в 1953 г. на 50-см менисковом телескопе, на пластинках «Astrouns», без фильтра, за 20 минут. На пластинке хорошо просматриваются тонкие структурные детали туманностей и узкие темные

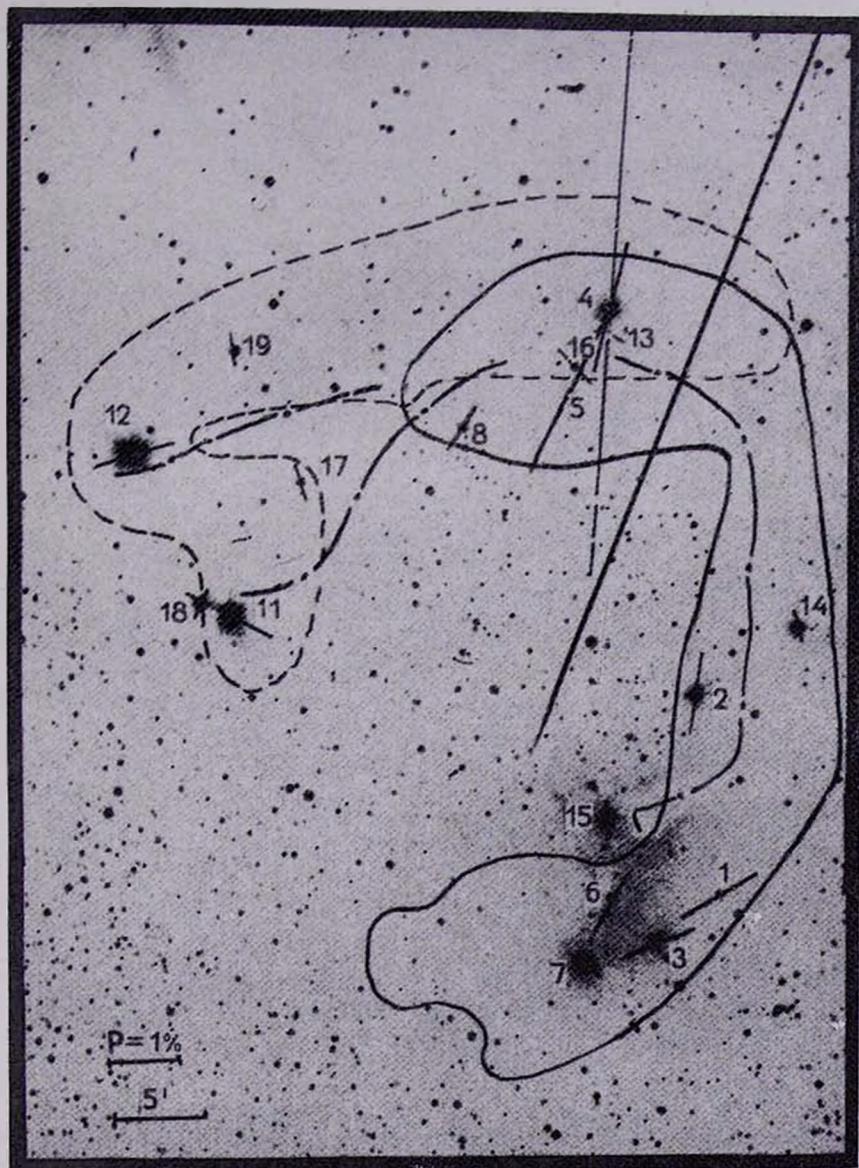


Рис. 1. Область Mop R1. Снимок получен на менисковом телескопе в Алма-Ате, контуры CO-эмиссии получены авторами работы [2].

К ст. Л. А. Павловой, Ф. К. Рспасев

каналы, расходящиеся от темной глобулы, в которой находится VY. Моп (звезда № 13). На Паломарских картах этой области тонкие детали туманностей не видны из-за передержки, но узкие темные каналы видны хорошо. На нашей фотографии, к сожалению, не удалось передать положение каналов, мы укажем их направление штрих-пунктирной линией.

Таблица 1
НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД
В АССОЦИИ Mon R1

Номер звезды	HD BD	МК	m_B	E_{B-V}	$p\%$	$\sigma_p\%$	θ°	σ_θ	θ_G	Туманность
1		F5	11.75	0.32	1.13	0.19	121°	5°	59°	
2	258686	A0IIIp	9.18	0.08	0.72	0.13	172	5	110	vdB 76
					0.73	0.07	161	3		
3	258749	B5V	9.93	0.30	1.16	0.15	109	3	47	vdB 77
4		B2.5	11.60	0.75	1.62	0.07	165	1	103	IC 446
5			13.91 _*		1.92	0.53	152	8	89	
6		B3V	10.55	0.49	1.28	0.23	144	5	82	
7	258853	B3V	8.85	0.25	0.14	0.04	59	8	177	vdB 78
8	258973	A0III	10.28	0.24	0.41	0.18	146	12	84	vdB 79
11	LkH α 215	B7IIIne	11.00 _*	0.70	1.38	0.28	66	6	3	NGC 2245
12	259431	B6pe	8.98 _*	0.42	0.96	0.18	105	5	42	NGC 2247
13	VY Mon	(O9e)	14.93 _*	2.09	10.5	1.01	10	3	127	
			15.64 _*		10.6	4.6	165	12	102	
14	10°1156	A2	8.31 _*		0.02	0.24	11	57	128	
15	10°1159	B8	8.08 _*		0.43	0.09	2	6	119	
16			11.55 _*		0.62	0.14	42	6	160	
					0.45	0.19	43	12		
17			10.68 _*		0.41	0.25	17	17	134	
18	10°1171		8.46 _*		0.11	0.09	136	24	74	
19	10°1170		9.18 _*		0.46	0.23	6	14	125	

Примечания к таблице: первая колонка — номера звезд (с 1 по 13 сохранена нумерация, приведенная в работе [6]); 2 — обозначение звезды HD/BD; 3 — спектральная классификация [6]; 4 — величина в системе «B»; величины, полученные нами, отмечены звездочкой; 5 — избытки цвета E_{B-V} , определенные по формуле $E_{B-V} = (B-V) - (B-V)_0$; 6 — степень поляризации и ошибка ее определения; 7 — позиционный угол в экваториальной системе и его ошибка; 8 — позиционный угол в галактической системе координат; 9 — обозначение туманности (vdB — по ван ден Бергу).

Звезда VY Моп входит в список молодых звезд, переменная, классифицирована по спектральным свойствам как O9e, по цветовым показателям занимает на двухцветной диаграмме положение В8 [6]. Очень большая поляризация — 10% соответствует ее большому ИК-избытку ($V-K = 8^m94$). VY Моп расположена к югу от IC 446. Область туманности была исследована Э. С. Парсамян [9]. Получены довольно необычные параметры туманности около VY Моп: $(B-V)_T = 1^m12$; $(U-B)_T = -0^m29$; $\bar{p} = 17\%$; $\bar{\theta} = 129^\circ$. Наши наблюдения показали, что направления поляризации звезды в IC 446 и VY Моп близки между собой и совпадают с направлением вытянутости темного молекулярного облака, к которому они и принадлежат. Структурные особенности туманности IC 446 — узкие волокна вытянуты в том же направлении. Это указывает на общий механизм, ответственный за поляризацию и наблюдаемые структуры.

В конце одного из темных каналов расположена туманность NGC 2245, освещаемая звездой Хербига L_k H_k 215 (№ 11). По данным работы [7] параметры поляризации звезды переменны, что может свидетельствовать о собственной поляризации, связанной с оболочкой звезды. Измеренный нами позиционный угол совпадает с одним из кометарных хвостов туманности.

NGC 2247 — отражательная туманность, расположена к северу от NGC 2245, на краю молекулярного облака. Центральная звезда эмиссионная, с переменной поляризацией, быстро вращающаяся ($v \sin i \sim 300$ км/с). Направление поляризации совпадает с видимой границей облака к югу от туманности и контуром СО-эмиссии в направлении на область VY Моп.

Анализируя картину позиционных углов поляризации излучения звезд в ассоциации отражательных туманностей Моп R1, можно видеть, что у звезд № 1, 2, 3, 4, 8, 12, 13, 17 направление поляризации связано с видимым краем облака. В ряде случаев θ совпадает с видимыми структурными особенностями туманностей и каналов, как это заметно у звезд 2, 4, 5, 6, 8, 11. Наблюдаемая связь направления поляризации с формой облака, тонкими структурами туманностей свидетельствует об общем механизме их образования, который связан с локальным магнитным полем.

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

THE POLARIZATION OF STAR RADIATION IN MON R1 ASSOCIATION

L. A. PAVLOVA. F. K. RSPAЕV

New polarization data for stars in Mon R1 association are given. 17 stars were observed in "B" photometric system and 9 of them are

the cores of reflection nebulae. Large polarization $\sim 10\%$ is obtained for VY Mon. The connection of the reflection nebulae structure and of the polarization of stars with the magnetic field of the cloud in which they are placed is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Ogura, P. A. S. Japan, 36, 139, 1984.
2. M. L. Kutner, R. L. Dickman, K. D. Tucker, D. E. Machnic, Ap. J., 232, 724, 1979.
3. B. E. Turner, P. Thaddeus, Ap. J., 211, 755, 1977.
4. P. C. Myers, Ap. J. Suppl. ser., 26, 83, 1973.
5. А. В. Курчаков, Ф. К. Рспаев, «Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел», сб. научных трудов, Киев, Наукова думка, 1985, стр. 178.
6. W. Herbst, D. P. Miller, J. W. Warner, A. Herzog, A. J., 87, 98, 1982.
7. F. J. Vrba, G. D. Schmidt, P. M. Hintzen, Ap. J., 227, 185, 1979.
8. F. J. Vrba, Ap. J., 195, 101, 1975.
9. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 2, 369, 1966.

УДК: 524.33:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ V 1016 ЛЕБЕДЯ В 1980—1985 гг.

А. П. ИПАТОВ, Б. Ф. ЮДИН

Поступила 18 июля 1985

Принята к печати 20 августа 1985

Приведены результаты спектрофотометрических наблюдений симбиотической звезды V 1016 Cyg, выполненных в диапазоне 3300—7500 Å с $\Delta\lambda = 50 \text{ Å}$ в 1980—1985 гг. На фоне постепенного увеличения степени возбуждения эмиссионного спектра газовой оболочки в 1984 г. было обнаружено возникновение компактного, $r \gtrsim 10^{14}$ см, газопылевого образования, с высоким самопоглощением в линиях бальмеровской серии водорода, эффективно экранирующего жесткое L_c -излучение горячего компонента. К середине 1985 г. это новообразование в основном уже рассеялось. Приводятся оценки физических параметров V 1016 Cyg, полученные по данным наблюдений.

1. *Введение.* Объект V 1016 Cyg привлек пристальное внимание астрономов, когда в 1965 г. на месте слабой, $m_{pg} \approx 15.6^m$, звезды с сильной эмиссией в линии H_α и абсорбционными полосами TiO и VO в спектре был обнаружен яркий, $m_{pg} \approx 12^m$, объект, по своим спектральным особенностям внешне напоминающий зарождающуюся планетарную туманность с мощной газопылевой оболочкой. Систематические наблюдения V 1016 Cyg в ИК-диапазоне [1—3] позволили установить, что данная звезда является двойной системой, где в паре с горячим компонентом присутствует мирида, имеющая период $P \approx 460$ дней. Вся система окружена газопылевой оболочкой, причем ее пылевой компонент конденсируется к холодной звезде [2]. Со времени вспышки на фоне примерно постоянного блеска звезды в видимом диапазоне степень возбуждения эмиссионного спектра заметно возросла, достигнув к настоящему времени $\gtrsim 100$ эВ в соответствии с присутствием в спектре линий [Ne V], [Fe VII], [Ca VII]. Пылевая оболочка, первоначально скрывавшая холодную звезду даже в области длин волн ИК-диапазона, под воздействием жесткого УФ-излучения горячего спутника и его звездного ветра постепенно просветлялась, так что к концу 70-х годов в фильтре J ($\lambda = 1.25$ мкм) излучение мириды полностью преобладало над излучением пылевой материи [2]. С 1978 г. по 1982 г. суще-

ственных изменений в строении пылевой оболочки не наблюдалось. Однако на рубеже 1982—1983 гг. в момент очередного минимума блеска мириды вокруг нее неожиданно образовалась дополнительная мощная, с оптической толщиной в фильтре $J_{\tau} \approx 1$ пылевая оболочка, которая с течением времени стала рассеиваться [4]. Так как в 1983 г. эта оболочка конденсировалась еще к холодному компоненту, ее присутствие не отразилось заметным образом на интенсивности основных эмиссионных линий в спектре V 1016 Cyg [4]. В нашей работе приводятся результаты спектрофотометрических наблюдений V 1016 Cyg за 1980—1985 гг. Они показывают, что сравнительно монотонный характер послевспышечного развития системы может прерываться не только в ИК-диапазоне, в котором доминирует излучение пылевой оболочки, но и в видимой области спектра, где полностью преобладает излучение ионизованного газа. Подробные библиографические данные по исследованиям V 1016 Cyg можно найти в работах [3, 4].

2. *Наблюдения.* Фотометрические наблюдения в ИК-диапазоне и спектрофотометрические наблюдения V 1016 Cyg проведены на 125-см и 60-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ. Параметры ИК-фотометра и спектрофотометра, а также методика наблюдений и обработки данных описаны, соответственно, в работах [5] и [6, 7]. Спектрофотометрические наблюдения проводились с разрешением 50 Å в диапазоне 3300—7500 Å. Использовались стандарты, распределение энергии в спектрах которых представлено в работе [7]. Полученная точность спектрофотометрических данных в среднем не ниже 10% для участков континуума и около 6% для эмиссионных линий. В ИК-диапазоне точность фотометрических наблюдений не хуже 0.05^m. Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

3. *Обсуждение.* Оценку величины избытка цвета $E(B-V)$, возникающего при поглощении излучения ионизованной оболочки как в межзвездной среде, так и в околозвездной пылевой материи можно получить, например, сравнивая наблюдаемую величину отношения потоков в линиях He II $\lambda\lambda$ 1640 и 4686 с ее теоретическим значением, равным 6.85. Потоки в линии He II 1640 за 1980 г. были взяты из работы [8], зависимость поглощения от длины волны — из работ [9] и [10]. По нашим данным найдено отношение потоков $F(1640)/F(4686) \approx 2.1$, что дает в результате значение $E(B-V) \approx 0.3$. Похожая величина $E(B-V)$ была получена также в работе [11] при анализе УФ-спектров V 1016 Cyg. В дальнейшем при оценке параметров V 1016 Cyg наблюдаемые потоки $F(\lambda)$ будем, не оговаривая это каждый раз, корректировать за поглощение, соответствующее избытку цвета $E(B-V) = 0.3$, и обозначать как $I(\lambda)$.

По среднему за 1980—1982 гг. потоку в континууме перед бальмеровским скачком $F(3600) \approx 2.5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² с Å, принимая $T_e = 1.5 \cdot 10^4$ К,

получаем оценку потока L_c -квантов от горячего компонента, принимающих участие в ионизации оболочки: $N_{10} \approx 530$ кв/см² с. Соответствующий поток L_z -квантов $I(L_z) \approx 8.1 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² с. Отметим, что полученная оценка N_{10} является нижним пределом для величины потока L_c -квантов, испускаемых горячим компонентом, так как часть L_c -квантов может уходить через полюса рассматриваемой двойной системы без поглощения [12]. С другой стороны, эта оценка является верхним пределом для величины потока L_c -квантов, принимающих участие в ионизации газовой оболочки, так как в суммарном потоке $F(3600)$ не учтен вклад горячего компонента. Этот вклад, однако, не превышает 10 % [12].

Эквивалентная ширина линии $H\beta$ относительно континуума на длине волны 3600 А, скорректированная за поглощение, составляет в 1980—1982 гг. ~ 180 А вместо ~ 250 А, рассчитанных для случая «В» рекомбинационной теории излучения. Это означает, что в газовой оболочке V 1016 Cyg имеются области, оптически толстые в линиях бальмеровской серии водорода. В совокупности линия $H\beta$ ослаблена вследствие самопоглощения в 1.4 раза. С учетом этой поправки в 1980—1982 гг. величина отношения $I_B(H\beta)/I(He II 4686) \approx 2.8$, что соответствует температуре горячего компонента $T_h \approx 1.5 \cdot 10^5$ К. В этом случае поток энергии L_c -квантов $I_{10}(L_c) = \bar{h\nu}_{L_c} \cdot N_{10} \approx 3.4 \cdot 10^{-8}$ эрг/см² с.

Величина потока L_c -квантов N_{10} соответствует объемной мере эмиссии $n_e^2 V \approx 3.2 \cdot 10^{59} D^2$ (кпс) см⁻³. При расстоянии до V 1016 Cyg $D \approx 3$ кпс [2] $n_e^2 V \approx 3 \cdot 10^{63}$ см⁻³. В области образования таких запрещенных линий, как [O III], [Ne III] $n_e \approx 10^7$ см⁻³ [13, 14]. Следовательно, характерные размеры области составляют $\sim 2 \cdot 10^{15}$ см, а характерное время расширения при $V \approx 100$ км/с [15] равняется нескольким годам. Таким образом, заметных быстрых, $t < 1$ года, изменений в интенсивностях запрещенных линий, связанных с изменениями пространственного строения внешних частей газовой оболочки V 1016 Cyg, где возникают эти линии, не должно наблюдаться. Такие изменения могут быть связаны только с изменением потока L_c -квантов, достигающих внешних разреженных частей газовой оболочки, дающих основной вклад в суммарный поток излучения в запрещенных линиях. Из табл. 2 видно, что существенных изменений в отношениях потоков в линиях [Ne III] 3869 и [O III] 5007, а также [Fe VII] 6087 и [Ne V] 3426 за время наших наблюдений не наблюдалось. В то же время, отношение потоков в линиях [Ne V] и [Ne III] продолжает возрастать в последние годы. Это указывает на рост эффективной температуры источника ионизирующего излучения. На рис. 1а приведены фрагменты из спектрограмм V 1016 Cyg, полученных

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ V 1016 Cyg

Дата	[Ne V] 3426	[Ne III] 3869	H ₂ + [S II]	H _γ + [O III]	He II 4686	[O III] 5007	[Fe VII] 6087	H _α	$F(H\beta), 10^{-11}$ эрг/см ² с	$W(H\beta)$ А	D_B
5.IX.1980	122	65	26	84	44	203	17	790	5.4	250	0.63
18.IX.1982	149	77	28	90	54	180	22	560	6.2	220	0.48
5.VI.1983	157	67	22	92	50	185	23	560	4.7	290	0.35
8.XI.1983	195	80		80	48	235	27	570	3.9		
30.V.1984	223	74	25	83	62	235	32	740	3.4	180	0.50
27.X.1984	260	90	39	100	78	262	41	960	2.8	130	0.78
29.IV.1985	195	68	27	73	62	210	28	670	3.6	215	0.63

Примечание. $W(H\beta)$ — эквивалентная ширина линии H_β относительно континуума в λ 3600 А.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ V 1016 Cyg, ПРИВЕДЕННЫХ
В ТАБЛ. 1

Дата	$\frac{[\text{Ne III}]}{[\text{O III}]}$	$\frac{[\text{Fe VII}]}{[\text{Ne V}]}$	$\frac{[\text{Ne V}]}{[\text{Ne III}]}$	$F(\text{He II}), 10^{-11}$	$F([\text{Ne V}]), 10^{-11}$ эрг/см ² с	$F([\text{O III}]), 10^{-11}$	$F([\text{Ne III}]), 10^{-11}$
5.IX.1980	0.32	0.14	1.88	2.4	6.6	11.0	3.5
18.IX.1982	0.43	0.15	1.93	3.3	9.2	11.2	4.8
5.VI.1983	0.36	0.15	2.34	2.4	7.4	8.7	3.2
8.XI.1983	0.34	0.14	2.43	1.9	7.6	9.2	3.1
30.V.1984	0.31	0.14	3.00	2.1	7.6	8.0	2.5
27.X.1984	0.34	0.16	2.89	2.2	7.3	7.3	2.5
29.IV.1985	0.32	0.15	2.87	2.2	7.1	7.6	2.4

в осенние месяцы 1979 г. и 1984 г., иллюстрирующих продолжающийся со времени вспышки звезды рост степени возбуждения ее спектра.

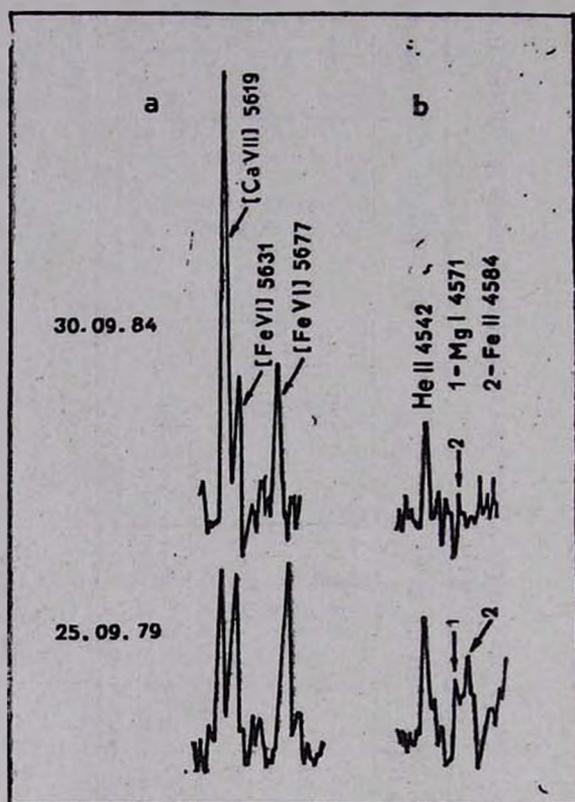


Рис. 1. Фрагменты из спектрограмм V 1016 Cyg, полученных в 1979 г. и 1984 г.

Перейдем теперь к обсуждению изменений в спектре V 1016 Cyg, происшедших в 1983—1985 гг. и прервавших на время монотонный характер ее послевспышечного развития. Из табл. 1 видно, что в 1984 г. заметно возросли отношения $F(H_2)/F(H_3)$, $F(\text{He II})/F(H_3)$, $F([\text{Ne V}])/F(H_3)$ и $F([\text{Fe VII}])/F(H_3)$ на фоне уменьшения потока в линии H_β и ее эквивалентной ширины. В то же время из табл. 2 видно, что потоки в линиях $[\text{Ne V}]$ и He II несколько упали. В 1985 г. V 1016 Cyg по своим спектральным особенностям стала возвращаться к положению, существовавшему в 1983 г. Итак, в 1983—1985 гг. на фоне монотонно увеличивающейся степени возбуждения спектра V 1016 Cyg в ее развитии были отмечены заметные изменения. Они, как будет подробно рассмотрено ниже, связаны с кратковременным возникновением плотного и компактного, $r \geq 10^{14}$ см, газопылевого образования с высоким самопоглощением в ли-

ниях бальмеровской серии водорода, эффективно экранирующего горячий источник излучения.

Присутствие пылевой материи в системе V 1016 Cyg, ее возникновение и исчезновение могут быть обнаружены по изменению уровня и характера излучения в ИК-диапазоне, не связанных с колебаниями ИК-потока, обусловленными присутствием в системе мириды. Известно, что в ИК-диапазоне суммарное излучение V 1016 Cyg складывается из излучения мириды, ослабленного поглощением в пылевой оболочке, и собственного излучения последней. С конца 70-х годов в фильтре J , 1,25 мкм, доминирует первая из названных составляющих. Пусть I_{IR} — полный поток от V 1016 Cyg в ИК-диапазоне, $\lambda \geq 1$ мкм, а $I_{d,h}$ — поток энергии, поглощенный пылевой материей от горячего источника излучения. В табл. 3 для ряда дат приведены значения указанных величин. Методика их расчета подробно описана в работе Юдина [2].

Итак, до 1984 г. $I_{d,h} \approx 1.1 \cdot 10^{-8}$ эрг/см² с, что лишь на $\leq 30\%$ превышает определенный выше поток L_c -квантов, испытывающих многократное рассеяние при их диффузии в газовой оболочке. Если учесть еще наличие в УФ-спектре звезды излучения в нескольких резонансных линиях (р. л.), например, C IV 1548, 1550, кванты которого при своем распространении также испытывают многократные рассеяния, то ИК-избыток, определяемый как $[I_{d,h}/(I(L_c) + I(\text{р. л.}))] - 1$, практически исчезает. Его отсутствие означает, что L_c -кванты горячего компонента не участвуют заметным образом в нагреве пылевой материи, т. е. не поглощаются. Значит ранее полученная оценка $I_{10}(L_c)$ является окончательной в том смысле, что для нахождения полного потока L_c -квантов $I(L_c)$ ее не следует увеличивать на $I_{d,h}$.

Три даты, отмеченные звездочкой в табл. 3, имеют примерно одинаковую фазу кривой блеска мириды при $P \approx 460$ дней. Эти данные показывают, что в 1983 г. блеск мириды ($F(J)$) не достиг своего прежнего значения, хотя болометрический поток I_{IR} при этом не изменился. В это время, как упоминалось выше, вокруг мириды сконцентрировалось некоторое добавочное количество пылевой материи, дополнительно скрывшей ее от внешнего наблюдателя. Излучение холодной звезды, поглощаемое вновь образовавшейся пылевой материей, переизлучалось ею в основном в более длинноволновом, $\lambda \geq 2$ мкм, диапазоне, и болометрический поток I_{IR} в конечном счете не претерпел изменений. Тот факт, что вновь созданная пылевая материя сконденсировалась вокруг мириды, нашел свое отражение в отсутствии заметных изменений эмиссионного спектра газовой оболочки в 1983 г. по отношению к 1982 г. (табл. 1). К сентябрю 1984 г. вновь созданная пылевая оболочка рассеялась и блеск в фильтре J вернулся к своему прежнему значению. Однако полный ИК-поток в сентябре 1984 г.

увеличился на $\sim 10^{-8}$ эрг/см² с по отношению к июню 1983 г. Так как светимость мириды в эти промежутки времени должна быть примерно одинаковой (одинаковая фаза кривой блеска), то увеличение I_{IR} происходит за счет дополнительного поглощения излучения горячего источника дополнительным количеством пылевой материи, местоположение которой и оптическая толща таковы, что не оказывают заметного влияния на излучение холодного компонента.

Таблица 3

ПОТОКИ ОТ V 1016 Cyg В ФИЛЬТРЕ J И БОЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ПОТОКИ ОТДЕЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ДАННОЙ СИМБИОТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Дата	$F(J)$	$I_{IR}, 10^{-8}$ эрг/см ² с	$I_{d,h}, 10^{-8}$
1980, ноябрь*	7.23	2.9	1.1
1983, июнь*	7.83	3.2	1.1
1984, сентябрь*	7.31	4.2	2.1
1985, май	7.59	2.3	

Примечание. I_{IR} — полный поток энергии от V 1016 Cyg в ИК-диапазоне, скорректированный за величину межзвездного поглощения с $E(B-V) = 0.3^m$. $I_{d,h}$ — поток энергии, поглощаемый пылевой материей от горячего источника излучения.

* Даты наблюдений с приблизительно одинаковой фазой кривой блеска мириды.

В 1984 г. $I_{d,h} \approx 2.1 \cdot 10^{-8}$ эрг/см²с. Поток энергии L_c -квантов горячего компонента, ионизирующих газовую оболочку, до 1984 г. был $I_{10}(L_c) \approx 3.4 \cdot 10^{-8}$ эрг/см²с, и нагрев пыли происходил за счет поглощения L_c -квантов и квантов ряда резонансных линий УФ-диапазона. Если бы газопылевая оболочка, окружающая двойную звездную систему V 1016 Cyg, полностью поглощала весь поток L_c -квантов, испускаемых горячим компонентом, то образование дополнительного количества пылевой материи привело бы к уменьшению той его части, которая ионизует газ. Как следствие, например, поток в линии He II 4686 должен был бы уменьшиться. Поглощение пылевой материей излучения уже непосредственно в этой линии привело бы к ее дальнейшему, хотя и менее значительному ослаблению. Однако поток в линии He II остается на протяжении 1980—1985 гг. примерно постоянным (табл. 2). Это означает, во-первых, что у горячего компонента есть «резервные» L_c -кванты, ранее свободно покидавшие газопылевую оболочку. Во-вторых, дополнительное количество пылевой материи появилось вместе с газом, который, поглотив часть резервных L_c -квантов, обеспечил примерное постоянство потока в линии He II

4686 А. Иными словами, в 1984 г. наблюдалось появление в системе V 1016 Cуг новой газопылевой оболочки, а не конденсация пылевой материи в старой.

Примерное постоянство потока в линии He II 4686 А означает, что поток L_c -квантов, поглощаемых газом, не меняется существенным образом на протяжении 1980—1985 гг. Однако в 1984 г. для нахождения полного потока L_c -квантов ($I(L_c)$) горячего компонента, поглощаемых не только газом, но и пылью ($I_{10}(L_c) \approx 3.4 \cdot 10^{-8}$ эрг/см² с), $I_{10}(L_c)$ следует увеличить на прирост потока энергии $I_{d,h}$, поглощаемого пылью и равного $\sim 10^{-8}$ эрг/см² с. По отношению потоков $I_{10}(L_c)/I(L_c)$ можно оценить величину оптической толщи вновь созданной пылевой оболочки к жесткому УФ-излучению: $\tau(L_c) \approx 0.25$. Отношение $A(L_c)/E(B-V)$ определено не известно, но можно утверждать, что $\tau(L_c) \approx 0.25$ соответствует $E(B-V) \ll 0.1$. Незначительность избытка цвета, создаваемого новой пылевой материей, следует также, например, из неизменности отношения потоков в линиях [Ne V] 3426 и [Fe VII] 6087 (табл. 2).

О свойствах газовой составляющей вновь созданной газопылевой оболочки можно судить по результатам наблюдений, приведенным в табл. 1. Очевидно, что в 1984 г. заметно возросло отношение потоков $F(H_\alpha)/F(H_\beta)$ на фоне уменьшения эквивалентной ширины линии H_β относительно континуума на длине волны 3600 А. Таким образом, появившееся газовое образование обладает высоким, даже по отношению к существующей в системе V 1016 Cуг газовой оболочке, самопоглощением в линиях бальмеровской серии водорода. Под его влиянием, в первом приближении, кванты линии H_β трансформируются в кванты линий H_α и L_α (или 2 q), поток в линии H_β уменьшается, а отношение $F(H_\alpha)/F(H_\beta)$ растет (табл. 1). В то же время сумма квантов в линиях H_α и H_β при этом процессе должна оставаться примерно постоянной. При учете коррекции потоков в линиях H_α и H_β за величину межзвездного поглощения при $E(B-V) = 0.3$, оказывается, что указанная сумма действительно остается постоянной в некоторых пределах в течение 1983, 1984 и 1985 годов. В какой-то мере новое газовое образование может экранировать внешние части газовой оболочки V 1016 Cуг от L_c -квантов. Следствием этого может стать уменьшение потоков в линиях [Ne III] и [O III] (табл. 2). Обсуждая современное состояние газовой оболочки V 1016 Cуг, следует указать на ослабление в ее спектре линий Fe II (рис. 1b). По вариациям интенсивности этих линий ранее был сделан вывод, что период обращения данной двойной системы составляет ~ 20 лет [2]. Довольно неожиданным оказалось отсутствие в 1984 г. в спектре V 1016 Cуг интеркомбинационной линии Mg I 4571 (рис. 1b).

Из табл. 1 видно, что в 1985 г. появившееся ранее плотное газовое образование в значительной степени рассеялось. Вместе с ним рассеялась и пылевая составляющая. Действительно, полный ИК-поток в 1985 г. упал по отношению к 1984 г. в 1.86 раза, хотя болометрический поток мириды, характеризуемый потоком в фильтре J , изменился всего лишь в 1.3 раза. Этот факт означает, что пылевая материя в системе V 1016 Cyg стала заметно меньше поглощать излучение горячего источника. За этот промежуток времени величина потока $I_{d, \lambda}$ уменьшилась. Кратковременность (~ 1 год) существования газопылевого образования связана с тем, что его размеры составляют $\geq 10^{14}$ см при расстоянии между звездными компонентами данной двойной системы около $2 \cdot 10^{14}$ см [3].

В заключение можно сказать, что относительно монотонное послевспышечное развитие V 1016 Cyg, характеризуемое постепенным ослаблением звездного ветра от горячего компонента, повышением степени возбуждения спектра ее газовой оболочки и рассеиванием пылевой оболочки, конденсирующейся к холодному компоненту, может испытывать кратковременные отклонения. В 1983 г. была обнаружена конденсация пылевых частиц вокруг мириды, находящейся в поле излучения своего горячего спутника. В 1984 г. плотная газопылевая оболочка возникла уже вблизи горячего компонента. К настоящему времени четких ответов на вопрос о причинах возникновения подобных явлений не существует. На первый взгляд явление, происшедшее в симбиотической системе V 1016 Cyg в 1984 г. и описанное в нашей работе, кажется более загадочным по сравнению с наблюдавшимся в 1983 г.

Астрономический совет АН СССР
Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF V 1016 CYG IN 1980—1985

A. P. IPATOV, B. F. YUDIN

Spectrophotometric data were obtained for V 1016 Cyg in the range of 0.33 to 0.75 μm with $\Delta\lambda = 50$ Å during the period from 1980—1985. On the background of continuous increase of excitation of a gaseous shell emission spectrum in 1984, a compact, $r \geq 10^{14}$ cm, gaseous and dust formation was detected with high self absorption in Balmer lines. This new formation effectively screened hard L_c -radiation of a hot component and dissipated in general in the middle of 1985. We have also presented some physical parameters of V 1016 Cyg estimated from observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. M. Harvey*, *Ap. J.*, 188, 5, 1974.
2. *Б. Ф. Юдин*, *Астрон. ж.*, 59, 307, 1982.
3. *О. Г. Таранова, В. Ф. Юдин*, *Astron. Astrophys.*, 117, 209, 1983.
4. *А. Р. Ирагов, О. Г. Таранова, В. Ф. Юдин*, *Astron. Astrophys.*, 142, 85, 1985.
5. *В. И. Мороз, О. Г. Таранова, В. И. Шенасрин, Б. Ф. Юдин*, *Астрон. цирку.*, № 1056, 1979.
6. *А. П. Ипагов*, *Астрон. цирку.*, № 1160, 1981.
7. *А. П. Ипагов*, *Астрон. ж.*, 59, 607, 1982.
8. *W. A. Feibelman*, *Ap. J.*, 258, 548, 1982.
9. *D. J. Carnochan*, *M. N. RAS*, 201, 1139, 1982.
10. *W. Blair, D. Sarage, J. S. Mathis*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 17, 73, 1979.
11. *H. Nussbaumer, H. Schild*, *Astron. Astrophys.*, 101, 118, 1981.
12. *Б. Ф. Юдин*, *Астрон. цирку.*, № 1160, 1981.
13. *F. J. Ahern*, *Ap. J.*, 197, 639, 1975.
14. *N. A. Oliverson, M. C. Anderson*, *Ap. J.*, 268, 250, 1983.
15. *G. Wallerstein, L. A. Willson, J. Salzer, E. Brugel*, *Astron. Astrophys.*, 133, 137, 1984.

УДК: 524.33—355

МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ СТРУКТУРА
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЗВЕЗДЫ Р ЛЕБЕДЯ

Н. МАРКОВА, И. КОЛКА

Поступила 29 октября 1984

Принята к печати 2 июля 1985

На основе анализа серии высокодисперсионных (9 А/мм) спектров звезды Р Лебедя сделан вывод, что на фоне относительно медленно меняющегося среднего профиля абсорбционных линий (характерное время $100^d \dots 120^d$) существует быстро меняющаяся (характерное время—несколько суток) структура из нескольких компонентов, отражающая, по-видимому, неоднородности истечения вещества из Р Лебедя. При этом особенности среднего профиля (например, максимум абсорбции) имеют тенденцию перемещаться в сторону фиолетового крыла линий с периодическим возвратом в начальное положение, а для понимания особенностей поведения неоднородностей требуются дополнительные исследования.

1. *Введение.* Настоящее исследование является продолжением нашей работы [1], в которой были изложены результаты измерений водородных спектральных линий звезды Р Лебедя и было указано на две возможности описания переменности лучевой скорости абсорбционных компонентов этих линий. Поведение деталей компонентов поглощения можно было истолковать либо их однонаправленным сдвигом друг за другом в сторону коротковолнового крыла линии, либо периодическим колебанием их лучевой скорости. В статье [1] было высказано предположение, что привлечение линий других ионов к аналогичному анализу может привести к разрешению указанной дилеммы описания переменности. Следуя этому подходу, мы представляем в данной статье результаты измерений спектральных линий ионов Si IV, Si III, O II, N II и He I на тех же спектрах, которые были использованы в работе [1]. На основе анализа этих данных выяснена необходимость различать более медленные изменения крупномасштабной формы профиля линий и относительно быстрые изменения остальных деталей профиля. Таким образом, дилемма в ее первоначальном виде оказалась необоснованной, но описание, предполагающее однонаправленный сдвиг компонентов, сохранялось для медленной переменности линий. В то

же время определение характера быстрой переменности деталей профиля на основе использованных нами спектров оказалось неоднозначным.

Некоторые вопросы, связанные с отбором и измерением линий, рассмотрены во втором разделе настоящей работы, а третий посвящен изложению результатов отдельно по каждому иону. В четвертом разделе следует построение усредненной по всем ионам картины переменного во времени расположения компонентов тонкой структуры абсорбционных линий по шкале лучевой скорости. На основе этой картины указывается на возможные выводы, а также на вопросы, решение которых потребует дальнейшего анализа. В заключении приведено сравнение результатов данной статьи с выводами первого этапа нашего исследования [1] и подчеркнута значимость определения достаточно точной зависимости лучевой скорости отдельных компонентов от времени при моделировании истечения вещества из Р Лебеда.

2. *Измерение лучевых скоростей компонентов в линиях поглощения ионов Si IV, Si III, O II, N II и He I.* Как отмечалось выше, мы пользовались тем же наблюдательным материалом, что и в исследовании [1]. Чтобы не повторяться, в данной работе отметим только, что серия из 29 спектрограмм получена в период с марта по ноябрь 1981 г. в фокусе Куде 2-метрового телескопа Болгарской академии наук с дисперсией 9 А/мм. Далее остановимся на моментах, важных при отборе подходящих для измерения линий.

В предыдущем исследовании мы указали, что эмиссионный компонент водородных линий может влиять на абсорбционную часть линий, искажая истинные сдвиги измеримых особенностей профиля. У линий других ионов в спектре Р Лебеда можно найти профили вообще без эмиссионного компонента. Чисто абсорбционные линии дают возможность проследить поведение компонентов с малыми лучевыми скоростями по сравнению с данными для бальмеровских линий, у которых не замечено абсолютных значений скоростей ниже 100 км/с.

Разумеется, измерение деталей профиля требует тщательной оценки влияния возможных блендирующих линий. В нашем случае отсутствие существенных бленд у кандидатур в окончательную выборку линий проверялось с помощью списка отождествленных линий в спектре Р Лебеда из исследования де Гроота [2].

Определение лучевых скоростей компонентов тонкой структуры основывается на нахождении длин волн локальных минимумов на профиле полного абсорбционного компонента. Эти минимумы имеют часто малый контраст на общем фоне профиля, что снижает точность их измерения. Поэтому целесообразно подобрать линии, допускающие усреднение результатов измерений. В данном случае для каждого иона использованы линии,

которым соответствуют переходы с близкими по энергии возбуждения нижними уровнями (например, один мультиплет линий). Поскольку эти уровни различны, их заселенности также различаются, а кроме того соответствующие силы осцилляторов могут быть далеко не сопоставимы. Следовательно, нельзя считать и эффективные области формирования таких линий полностью совпадающими. Вследствие сказанного нельзя быть заведомо полностью уверенным в том, что усреднение результатов оправдано. Побочными критериями для этого служили близость значений наблюдаемой интенсивности выбранных линий и одинаковые в пределах ошибок скорости их компонентов. Подход к исследованию спектра He I несколько отличен и подробности его приведены в следующем разделе статьи.

Существование тонкой структуры у абсорбционных компонентов спектральных линий Р Лебеда на нескольких спектрограммах из использованной нами серии было выявлено уже в работе [4] по совпадающей форме профиля у выбранных линий и совпадению лучевых скоростей соответствующих деталей (компонентов) этих профилей. В данной и в предыдущей [1] работах мы исходили из таких же соображений, считая компоненты реальными, если скорости деталей в разных линиях, допускающих усреднение, образовывали совокупности у средних значений как у своего рода точек накопления. Яснее всего это заметно в четвертом разделе статьи, в котором построена картина поведения общих для нескольких ионов компонентов. Разумеется, фотографический шум искажает измерения мелких деталей профиля. Мы планируем в дальнейшем исследовать этот вопрос отдельно, а в данном случае отметим, что по колебаниям непрерывного спектра можно оценить фотометрическую точность наших спектрограмм, расширенных до 0.48 мм, равной 2...3% от уровня непрерывного спектра.

Определение сдвига компонентов от несмещенного положения спектральных линий производилось по регистрограммам спектров, дающим увеличение в ~ 75 раз. На регистрограмме одновременно записаны звездный спектр и спектр сравнения. Такая запись получена переключением сканирующего фотометра на спектр сравнения на время прохождения через щель фотометра не важных в нашем случае участков звездного спектра. Точность самого метода, оцененная по повторным регистрациям одних и тех же деталей, оказалась равной $\pm 3...4$ км/с. Однако измеренные в разных линиях значения скорости, которые мы считали принадлежащими одним и тем же компонентам, покрывают, как правило, полосу шириной не более 16 км/с. Исходя из этого, можно оценить, что реальная ошибка определения скорости компонента равна ± 8 км/с. В четвертом разделе работы мы покажем, что компоненты с одинаковыми скоростями встречаются у разных ионов. Если усреднять, таким образом, уже по большему числу индивидуальных измерений, оценка среднеквадратичного отклонения получается также не выше ± 8 км/с.

Таблица 1

Ион	Si IV		O II		Si III
	Мультиплет	$4s^2S-4p^2P^0$	$3s^4P-3p^4P^0$	$3s^4P-3p^4D^0$	$4s^3S-4p^3P^0$
Линия		4088.85 А	4349.43 А	4649.14 А	4552.62 А
"		4116.10 А	4366.90 А	4661.64 А	4567.82 А
"					4574.76 А

Ион	N II		He I			
	Мультиплет	$3s^2P^0-3p^2D$	$3s^2P^0-3p^2P$	2^1S-4^1P	2^1P-n^1D	$2^3P-n^3S(D)$
Линия		3995.00 А	4601.48 А	3964.73 А	4387.93 А	4713.20 А
"			4607.15 А		4143.76 А	4120.86 А
"			4630.54 А		3926.53 А	3867.53 А
"						4471.51 А
"						4026.22 А
"						3819.64 А

Все линии, которые выбраны для измерений, перечислены в табл. 1. Обширную таблицу, включающую результаты измерений, мы планируем опубликовать в будущем. В следующих разделах работы мы опираемся на усредненные результаты, которые будут представлены в виде рисунков. Отметим только, что на некоторых спектрах из-за фотографического шума не удалось использовать всех приведенных в табл. 1 линий для усреднения данных. Кроме того, в некоторых случаях скорость хорошо измеримого компонента встречается у данного иона только один раз. Мы не исключили из рассмотрения такие измерения, чтобы оставалась возможность сравнения с аналогичными данными у остальных ионов. По образцу работы [1], на рис. 1 представлены профили одной линии от каждого иона в их эволюции на спектрах от JD 2444742 до ...745.

3. Многокомпонентная структура линий разных ионов. Согласно нашему предположению для одного избранного иона выбранные линии допускают усреднение данных. На основе данных о средних скоростях компонентов построены рис. 2, 3 и 4 для ионов Si IV, O II, Si III, N II и He I. Данные по нейтральному гелию разделены на две группы (рис. 4а и 4б), поскольку на нескольких спектрах скорости компонентов синглетных (2^1P-) и триплетных (2^3P-) линий не совпадали. (В данном исследовании триплетные линии считались нерасщепленными, имеющими единую эффективную длину волны). В пределах обеих групп интенсивности линий различаются довольно сильно, но влияние этого обстоятельства на усреднение данных оказалось незначительным. У самых сильных линий компо-

ненты с малой скоростью могут отсутствовать, но скорости остальных компонентов такие же, как по линиям меньших интенсивностей. Поскольку линии группировались по мультиплетам, мы решили не включать линию

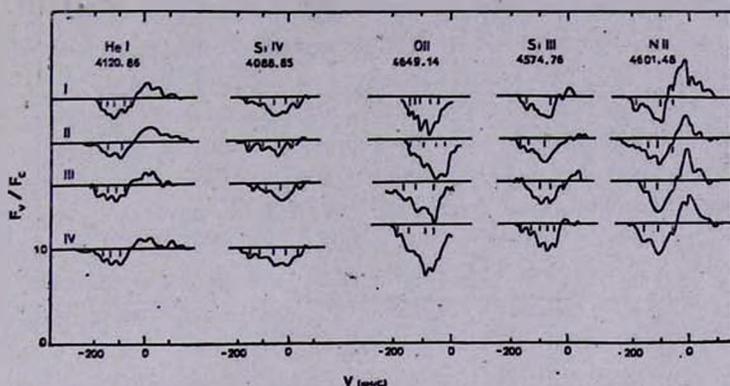


Рис. 1. Профили линий разных ионов на спектрах, полученных через сутки: I — JD 2444742; II — JD 2444743, III — JD 2444744, IV — JD 2444745. Отмечены положения измеренных деталей.

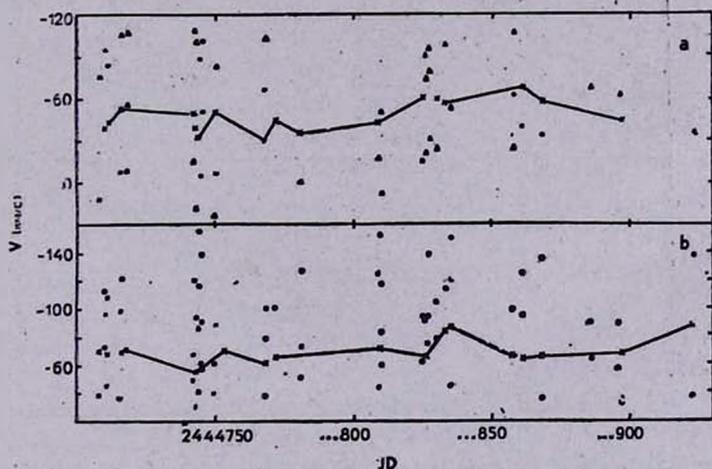


Рис. 2. Зависимость усредненной лучевой скорости компонентов (●) от момента наблюдения: а) по данным иона Si IV; б) по данным иона O II; ▲ — компонент представлен только одной линией; X — усредненная скорость компонента с максимальной глубиной, для наглядности значения, соответствующие разным наблюдениям, соединены линией.

3964.73 Å, имеющую нижний 2^1S -уровень, в процесс усреднения. Следуя этому принципу, линия N II 3995.00 Å (нижний уровень синглетный) не была включена при получении рис. 3b на базе триплетных линий N II из табл. 1.

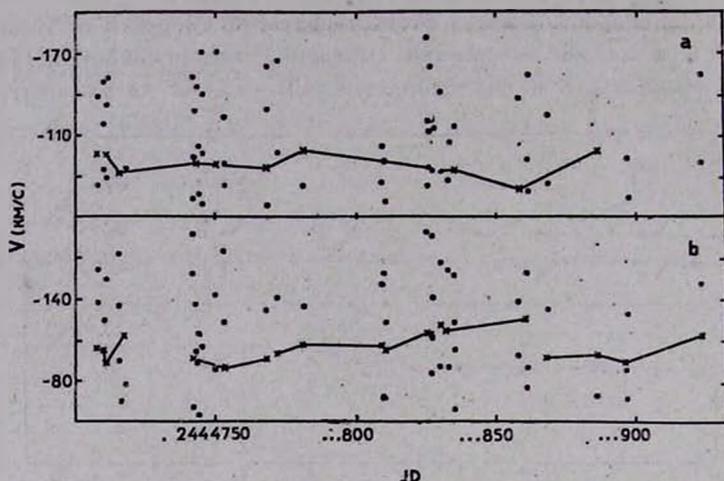


Рис. 3. То же, что на рис. 2, только а) по данным иона Si III; б) по данным иона N II.

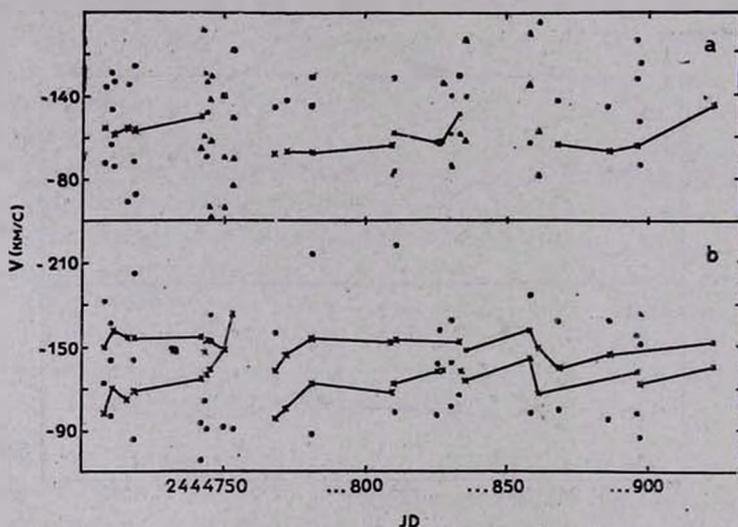


Рис. 4. То же, что на рис. 2, только а) по данным линий He I с нижним 2^1P -уровнем; б) по данным линий He I с нижним 2^3P -уровнем. Дополнительные объяснения приведены в тексте.

На рисунках специальными значками выделены случаи совпадения у всех линий скоростей компонентов с максимальной глубиной (крестики соединены для наглядности), а также случаи наличия некоторого компонента только у одной линии. Такие неусредненные результаты показаны на рисунках, если по какой-то причине данный ион представлен только двумя линиями. Но в том и другом случаях следует сравнивать одиночное

измерение с данными других ионов, чтобы судить о реальности соответствующей детали профиля.

Мы предполагаем, что лучевая скорость компонента с максимальной глубиной характеризует слой эффективного формирования линии в оболочке Р Лебеда. Если эти скорости одинаковы у всех линий одного иона, то можно в некотором смысле считать это значение эффективным уровнем данного иона по шкале скорости. Таким образом, линиями на рисунках отмечено поведение эффективного уровня. При этом дополнительного объяснения требуют рис. 4а и 4б. Отмеченный выше относительно широкий диапазон интенсивностей линий He I является причиной появления разных эффективных уровней в синглетной и триплетной группах. Особенно это касается триплетных линий. Модельными расчетами на основе метода Соболева для движущихся сред убедительно показано существование такого явления в работе Оэгерле, Ван Блеркома [5], изучивших спектр He I у звезды Р Лебеда. Поэтому на рисунках соединены данные не общего эффективного уровня, а превалирующего в данной группе. При таком подходе у триплетных линий можно выделить, как правило, два уровня, один из которых (у интенсивных линий) в большинстве случаев держится около — 150...— 160 км/с, а второй (у более слабых линий) имеет тенденцию перемещаться за определенное время (например, от JD 2444760 до JD ... 860) от — 100 км/с к большим скоростям до слияния с первым уровнем, чтобы потом снова появляться у — 100 км/с. В менее выраженном виде такое колебание свойственно также синглетным линиям на рис. 4а. Среди других ионов аналогично ведут себя N II (рис. 3б) и Si IV (рис. 2а), последний на отрезке более низких скоростей. Вообще наименьшие значения скоростей среди всей совокупности данных встречаются у линий иона Si IV. Имеются даже скорости, направленные от наблюдателя (на рисунке со знаком плюс). В работах [2] и [3] утверждалось, что постоянная гелиоцентрическая скорость эмиссионных пиков линий разных ионов в спектре Р Лебеда находится в пределах — 5...— 35 км/с, со средним значением — 16 км/с. Если принять эту оценку за скорость самой звезды, то можно, например, предположить, что наличие всех значений скорости в положительную сторону от — 16 км/с является следствием влияния слабой эмиссии на длинноволновое крыло абсорбционной линии.

При планировании настоящего исследования мы считали в качестве одной из главных задач определение хода скорости индивидуальных компонентов тонкой структуры в зависимости от времени. Рис. 2, 3 и 4 показывают, что данные с интервалом в одни сутки (JD 2444710...711,...742...745, ...809...810, ...825...827, ...896...897) могут быть в пределах ошибок совпадающими, но могут быть и разнесенными (в смысле ближайшего по скорости компонента) на 10...20 км/с, а иногда и больше, если учитывать необходимость объяснить разницу в числе измеримых деталей

в сравниваемые моменты наблюдений. Это значит, что изменение тонкой структуры, определяемое на основе наблюдений с временным разрешением $\sim 1^d$, выглядит случайным, даже направление сдвига деталей непредсказуемо. Следовательно, только с некоторой вероятностью можно считать относящимися к одному и тому же компоненту совпадающие по скорости измерения на спектрах, полученных через сутки. С еще меньшей уверенностью можно ответить на вопрос, какой компонент куда сдвинулся за сутки. Если интервал между наблюдениями больше суток, то, по нашему мнению, нет серьезного основания считать одним и тем же компонентом какие-то детали соответствующих профилей, даже близкие по скорости. Кажется, что для нахождения истинного поведения тонкой структуры нужны наблюдения с временным разрешением по крайней мере несколько часов.

4. *Усредненная картина переменности абсорбционных компонентов. Обсуждение результатов.* Выше мы определили положение компонентов в линиях разных ионов усреднением по малому числу линий (за исключением шести ^{23}P -линий гелия). Из сопоставления этих результатов выяснилось, что в большинстве случаев любая выбранная деталь одного иона повторяется у других ионов, если только ее лучевая скорость находится в интервале совпадения результатов измерений разных ионов. Очевидно, что в наибольшей степени это относится к интервалу от -70 до -160 км/с. На основе этого было решено построить сглаженную картину вариаций

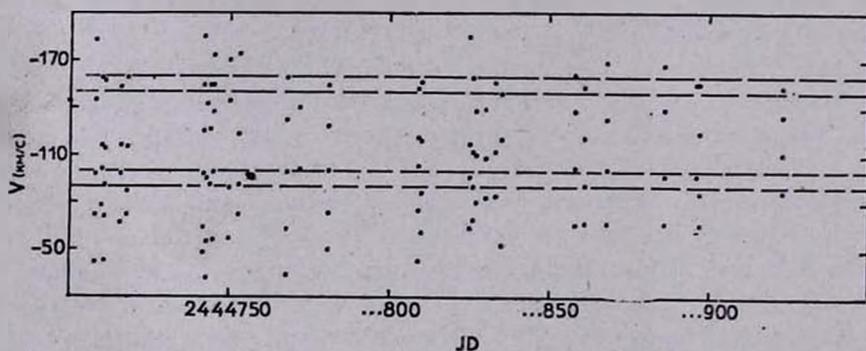


Рис. 5. Зависимость усредненной по всем ионам лучевой скорости компонентов от момента наблюдения. Отмечены интервалы, в которых чаще всего расположены значения скорости.

лучевых скоростей. В лучших случаях удавалось проводить усреднение по 15 измерениям и тогда статистическая оценка среднеквадратичного отклонения оказалась равной 8 км/с. Рис. 5 построен с учетом данных всех ионов. При этом считались маловероятными и не нанесены на график значения скорости, встречающиеся только у одного иона или у малого числа

из возможных линий. Таким образом, может быть, утрачивается информация об особенностях некоторых ионов, но зато получена более уверенная общая картина. С помощью последней выделяются следующие закономерности:

1) Во всем периоде наблюдений лучевые скорости чаще всего встречаются в интервалах около—90...—100 км/с и—150...—160 км/с (эти интервалы отмечены на рис. 5).

2) Среди значений скоростей, оставшихся в силу вышеприведенных причин вне средней картины (рис. 2—5), много таких, которые относятся в случае разных ионов к компоненту максимальной глубины.

3) Определение поведения одного фиксированного компонента на усредненной картине так же неоднозначно, как и в случае отдельных ионов.

На нынешнем этапе анализа мы склонны приписывать эти заключения действию разных факторов. По-видимому, тонкая структура линий обусловлена неоднородностями истечения вещества из звезды Р Лебеда. Хотя ниже делается попытка проследить поведение отдельных компонентов за трехсуточный промежуток времени, удовлетворительное истолкование этого вопроса потребует дополнительных наблюдений, как уже было отмечено выше. Измерения, соответствующие максимальной глубине суммарного абсорбционного компонента отдельных ионов, но не согласующиеся со скоростями общих компонентов, говорят о возможности существования более или менее однородного «фонового» истечения, вызывающего максимум поглощения при определенной лучевой скорости независимо от наличия каких-либо компонентов. Другими словами, можно предположить, что переменная тонкая структура образуется на фоне более стабильного среднего профиля. Обнаруженные (и отмеченные на рис. 2, 3 и 4) случайные колебания лучевой скорости эффективного уровня свидетельствуют в таком случае о способности компонентов модулировать средний профиль. По-видимому, причиной выделения двух интервалов (—90...—100 км/с и —150...—160 км/с) на шкале скорости является также форма среднего профиля, имеющая при этих скоростях особенности абсорбционного типа. Такая структура может быть вызвана, как показано в работах [6] и [7], особым строением однородно истекающей оболочки звезды. Три зоны (шаровые слои) в оболочке, характеризующиеся соответственно ускорением, замедлением и снова ускорением движения газа в их пределах, определяют, согласно упомянутым работам, двухкомпонентную форму профиля поглощения в линии типа Р Лебеда. Отметим также, что указанная структура среднего профиля в нашем случае иногда искажена истинными компонентами по аналогии с примером модуляции эффективного уровня. Пока поведение отдельных компонентов не понято, кажущееся случайное влияние их на профиль вполне допустимо. Появление же более или менее отчетли-

во выраженных трендов в лучевых скоростях эффективного уровня у He I и N II нельзя объяснять случайным влиянием компонентов. Причиной указанного тренда может быть именно переменность среднего профиля. Мы выдвигаем гипотезу, согласно которой происходит постепенное нарастание вклада более высоких скоростей в формирование «фонов» профиля с характерным временем около $100^d \dots 120^d$, а затем довольно быстрое возвращение к исходному состоянию. Такое поведение может быть вызвано переменностью средней плотности вещества в оболочке.

Для рассмотрения одной возможности объяснения хода индивидуальных компонентов по шкале скорости с течением времени был выбран трехсуточный интервал JD 2444742...745, который охвачен 4 спектрами, полученными через $\sim 1^d$. Основываясь на данных рис. 5, мы предлагаем следующее описание поведения компонентов (см. рис. 6). В первый момент наблюдений присутствуют 4 компонента, которые в этот момент достаточно сдвинуты относительно «уровней» среднего профиля, так что последние отличимы от компонентов. Затем следует нарастание скорости всех деталей во всем охватываемом периоде. Это явление сопровождается возникновением нового компонента при скорости ~ 30 км/с и исчезновением компонента наибольшей скорости (по-видимому, из-за ослабления контраста компонента на фоне среднего профиля). Идея связать поведение компонентов именно с ростом скорости основывается на установленной разными авторами [2, 8, 9] зависимости лучевой скорости слоев эффективного формирования линий от потенциала их возбуждения — в области уменьшения степени возбуждения должна существовать зона ускорения истекающего газа. Если для Р Лебеда придерживаться гипотезы о пульсационной неустойчивости массивной звезды как причине выброса вещества, то можно допустить ускоренное движение некоторых уплотнений газа, которые при больших скоростях становятся достаточно разреженными и не влияют на профили линий. Подчеркнем, что это только одна возможность описания и не исключено, например, существование компонентов с уменьшением скорости.

5. *Заключение.* Полученные в данной работе результаты существенно дополняют наше более раннее исследование спектра водорода [1]. Изучая бальмеровские линии, мы не смогли решить дилемму поведения индивидуальных компонентов на длительном отрезке времени: считать ли возможным однонаправленное перемещение компонентов друг за другом к фиолетовому крылу линии или периодическое изменение лучевой скорости четырех компонентов, колеблющихся попарно в противофазе в разных диапазонах скорости. Путем анализа линий других ионов нам удалось установить, что жизнь компонентов тонкой структуры — довольно кратковременное явление, а за время порядка $100^d \dots 120^d$ можно проследить изме-

Удачное выполнение этой задачи могло бы привести к достаточно адекватному описанию поля скоростей в оболочке Р Лебеда, особенно в ее внутренних частях. Такое описание позволит по-новому подойти к моделированию физических условий в оболочке, гарантируя возможность исходить из наиболее правдоподобного закона изменения скорости газа в ней. Оно может послужить также своего рода граничным условием в попытках выяснить механизм выброса вещества из Р Лебеда.

Авторы благодарны И. Пустыльнику за критический просмотр рукописи данной статьи.

Национальная астрономическая обсерватория

Академия наук Болгарской НР

Тартуская астрофизическая обсерватория

THE MULTICOMPONENT STRUCTURE OF P CYGNI SPECTRAL LINES

N. MARKOVA, I. KOLKA

On the basis of a series of high-dispersion (9 Å/mm) spectrograms of P Cygni we have concluded that there exists a relatively slow varying background profile of absorption lines (characteristic time $100^d \dots 120^d$) and against it a structure of rapidly varying small components (characteristic time is some days). The fine structure is caused, most probably, by the inhomogeneity of matter outflow from P Cygni. The features of the background profile (e. g. the maximum of the whole absorption component) have a periodic trend from initial Doppler-shift to the higher shift-values with a rather sharp restoration of the initial state. To understand the real behaviour of small components, one needs further observations with time-resolution of some hours.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Маркова, И. Колка, *Астрофизика*, 20, 465, 1984.
2. M. de Groot, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 20, 225, 1969.
3. W. S. Adams, P. W. Merrill, *Ap. J.*, 125, 102, 1957.
4. N. Markova, L. Lund, *ENSV TA Toim., Füs. Matem.*, 32, 55, 1983.
5. W. R. Oegerle, D. van Blerkom, *Ap. J.*, 208, 453, 1976.
6. T. Nagts, I. Kolka, L. Lund, in "Mass Loss and Evolution of O-Type Stars", eds. P. S. Conti, C. H. W. de Loore, 1979. p. 39.
7. И. Колка, Препринт А-4 АН Эстр.ССР, 1980.
8. C. S. Beals, *Publ. Dominion Obs.*, 9, 1, 1951.
9. J. B. Hatchings, *M. N. RAS*, 144, 235, 1969.
10. I. Kolka, *ENSV TA Toim., Füs. Matem.*, 32, 51, 1983.

УДК: 523—64

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ В ЗАДАЧАХ О ПЕРЕНОСЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙНО РАСШИРЯЮ- ЩИХСЯ СРЕДАХ. II. РЕШЕНИЯ ДЛЯ БЕСКОНЕЧНЫХ И ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕД

С. И. ГРАЧЕВ

Поступила 5 февраля 1985

Принята к печати 2 июня 1985

Рассматривается перенос резонансного излучения в бесконечных и полубесконечных средах, расширяющихся изотропно или плоскопараллельно с постоянным по глубине безразмерным градиентом скорости γ . Предполагается полное перераспределение по частоте при рассеянии в сопутствующей системе координат. Показано, что при малых γ функция источников и интенсивность излучения выражаются через функции на 1 меньшего числа аргументов, являющихся комбинациями прежних аргументов (в число которых включаются и параметры γ и альbedo однократного рассеяния λ). Для нескольких основных задач эти функции найдены в явном виде для случаев доплеровского и степенного профилей коэффициента поглощения. При доплеровском коэффициенте поглощения в одномерной среде с $\lambda = 1$ они выражаются через элементарные или известные специальные функции. Показано, что расширение среды может приводить к образованию узких (с шириной, меньшей тепловой) интенсивных компонентов профилей спектральных линий.

1. *Введение.* В первой части настоящей работы [1] были получены автомодельные представления основных функций, характеризующих элементарный перенос возбуждения в средах, расширяющихся изотропно или плоскопараллельно с постоянным по глубине безразмерным градиентом скорости γ . Используя эти результаты, мы найдем в настоящей части работы автомодельные представления решений основных задач о переносе в бесконечных и полубесконечных расширяющихся средах. Именно: будет показано, что в пределе малых γ функция источников, зависящая от трех аргументов — оптической глубины τ , альbedo однократного рассеяния λ и градиента скорости γ , выражается через функцию двух аргументов:

$$S(\tau, \lambda, \gamma) = C(\lambda, \gamma) s(t, \varepsilon), \quad (1)$$

$$\sigma = (1 - \lambda)/\pi A \lambda \gamma, \quad t = \tau/\tau_c(\gamma), \quad (2)$$

A — нормировочная постоянная профиля коэффициента поглощения. Здесь и далее мы используем те же обозначения, что и в части I. Для интенсивности излучения, зависящей еще от угла $\arccos \mu$ с осью τ и частоты x , получается аналогичное представление:

$$I(\mu, \tau, x, \lambda, \gamma) = C(\lambda, \gamma) i(\mu, T, z, \sigma), \quad (3)$$

где

$$T = \tau/\tau_c(\gamma \chi(\mu)), \quad z = \frac{x \pm x_0(\gamma \chi(\mu))}{\gamma \chi(\mu) \tau_c(\gamma \chi(\mu))}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma \chi(\mu)$ — градиент скорости в заданном направлении:

$$\chi(\mu) = \begin{cases} 1, & \text{изотропное расширение,} \\ \mu^2, & \text{плоскопараллельное расширение.} \end{cases} \quad (5)$$

Зависимость характерного масштаба τ_c и характерной частоты x_0 от γ определяется видом профиля коэффициента поглощения $\alpha(x)$:

$$\tau_c(\gamma) = \begin{cases} 1/2 \gamma \sqrt{\ln \tau_c(\gamma)}, \\ \left(\frac{\alpha_0}{x-1}\right)^{1/(n-1)} \gamma^{-n/(n-1)}, \end{cases} \quad x_0(\gamma) = \begin{cases} \sqrt{\ln \tau_c(\gamma)}, & D \\ 0, & C \end{cases} \quad (6)$$

где D и C соответствуют доплеровскому ($\alpha(x) = e^{-x}$) и степенному ($\alpha(x) \sim \alpha_0 |x|^{-n}$) профилям.

Согласно (1) и (3) имеет место подобие решений, которое тем точнее, чем меньше γ . Знак равенства в (1) и (3) означает, что функции $s(t, \sigma)$ и $i(\mu, T, z, \sigma)$ являются предельными при $\gamma \rightarrow 0$ и фиксированных t, T, z и σ . Мы называем эти функции автомодельными функцией источников и интенсивностью излучения, а переменные t, T, z и σ — автомодельными переменными. Ранее, рассматривая случай $\lambda = 1$, мы фактически нашли асимптотики некоторых автомодельных функций источников при $t \gg 1$ [2—4]. Ниже будут найдены полные автомодельные решения ряда задач (в том числе и при $\lambda \neq 1$). При $t \ll 1$ они переходят в автомодельные решения для неподвижной среды ($\gamma = 0$), приведенные в книге В. В. Иванова [5].

2. Основные соотношения. В этом разделе мы не выписываем все аргументы функции источников и интенсивности излучения, а именно: опускаем зависимость от параметров λ и γ . При ссылках на формулы первой части [1] перед номером формулы будем ставить цифру I. Основное интегральное уравнение для функции источников имеет вид (см. часть I)

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_a^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \gamma) S(\tau') d\tau', \quad (7)$$

где $a = -\infty$ и 0 для бесконечных и полубесконечных сред соответственно. Для интенсивности излучения имеем

$$I(\mu, \tau, x) = \int_{a^{\pm}}^{\tau} S(\tau') P(x - \gamma\lambda(\mu)\tau'/\mu, x - \gamma\lambda(\mu)\tau/\mu, \gamma\lambda(\mu)) d\tau'/\mu, \quad (8)$$

где $P(x', x, \gamma\lambda(\mu))/|\mu|$ — монохроматическая вероятность выхода (см. (1.9)), $a^- = +\infty$ берется при $\mu < 0$ и $a^+ = a$ берется при $\mu > 0$. Введем следующие обозначения:

$$I(\mu, +\infty, x) = I(\mu, x), \quad I(-\mu, 0, x) = J(\mu, x), \quad \mu > 0. \quad (9)$$

Далее мы выпишем решения нескольких основных задач для бесконечных и полубесконечных сред.

а) Бесконечные среды ($a = -\infty$). Здесь мы ищем интенсивность излучения только при $\mu > 0$, поскольку при $S_0(\tau) = S_0(-\tau)$ имеем (по симметрии) $I(\mu, \tau, x) = I(-\mu, -\tau, x)$.

В лапласовских образах решение уравнения (7) при $a = -\infty$ и интенсивность излучения (9) имеют вид

$$\bar{S}(p) = \frac{\bar{S}_0(p)}{1 - \lambda U(p, \gamma)}, \quad \bar{I}(\mu, p) = \bar{S}(p\gamma\lambda(\mu)/\mu) W(p, \gamma\lambda(\mu)), \quad (10)$$

где $2U(p, \gamma)$ и $W(p, \gamma)$ — двусторонние преобразования Лапласа ядра и монохроматической вероятности ухода на бесконечность (см. часть I). В дальнейшем две черты и одна черта над знаком функции означают соответственно двустороннее и одностороннее преобразования Лапласа, p — параметр преобразования.

Пусть на уровне $\tau = 0$ расположен изотропный источник излучения в частотах линии. Обозначим функцию источников в этой задаче через $G_-(\tau)$, а интенсивность излучения — через $I_{\infty}(\mu, \tau, x)$. Они определяются решением уравнения (7) при $S_0(\tau) = \delta(\tau)$. Из (10) при $p =$

для них вытекает следующая нормировка:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_-(\tau) d\tau = \frac{1}{1 - \tilde{\lambda}}, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\infty}(\mu, x) dx = \frac{1}{A\mu} \frac{\beta^2(\gamma\lambda(\mu))}{1 - \tilde{\lambda}}, \quad (11)$$

где $\tilde{\lambda} = \lambda[1 - \beta(\gamma)]$,

$$\beta^1(\tau) = A\gamma(1 - e^{-1/A\tau}), \quad \beta(\tau) = \int_0^1 \beta^1(\gamma\lambda(\mu)) d\mu. \quad (12)$$

Функция $G_\infty(\tau - \tau')$ есть, очевидно, функция Грина уравнения (7) для бесконечной среды.

Пусть теперь на уровне $\tau = 0$ расположен изотропный источник излучения в континууме. Учтя первое рассеяние, получаем в этой задаче $S_0(\tau) = \lambda L(\tau, \gamma)/2$, и функцию источников можно представить в виде

$$S(\tau) = \frac{\lambda\beta(\gamma)}{2(1 - \tilde{\lambda})} + S_c(\tau), \quad (13)$$

причем

$$\bar{S}_c(p) = \frac{\lambda}{2p} [\bar{K}(-p, \gamma) - \bar{K}(p, \gamma)]. \quad (14)$$

б) Полубесконечные среды ($a = 0$). Вместо интенсивности $J(\mu, x)$ излучения, выходящего через границу $\tau = 0$, удобно ввести

$$M^\pm(\mu, x) = J(\mu, x) \exp \left[\pm \frac{1}{\gamma\lambda(\mu)} \int_{\pm x}^{\infty} \alpha(x') dx' \right]. \quad (15)$$

Из (8) получаем, что

$$\bar{T}(\mu, p) = \frac{1}{\mu} \bar{S}(p\gamma\lambda(\mu)/\mu) W(p, \gamma\lambda(\mu)), \quad (16)$$

$$\bar{M}^\pm(\mu, p) = \frac{1}{\mu} \bar{S}(\mp p\gamma\lambda(\mu)/\mu) W(\mp p, \mp \gamma\lambda(\mu)), \quad (17)$$

где $\mu > 0$, причем в (15) и (17), а также далее в (31) и (32) берутся либо все верхние, либо все нижние знаки.

Далее мы рассмотрим две задачи. Первая—об изотропном источнике излучения в частотах линии, расположенном на границе $\tau = 0$. В этой задаче $S_0(\tau) = \delta(\tau)$, и для функции источников $G(\tau)$ методом Винера—Хопфа получаем (как и в случае неподвижной среды)

$$\bar{G}(p) = H(1/p) = \frac{1}{H(-1/p)[1 - \lambda U(p, \gamma)]}, \quad (18)$$

где

$$\ln H(1/p) = -\frac{p}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln [1 - \lambda V(u, \gamma)]}{u^2 + p^2} du, \quad \operatorname{Re} p > 0. \quad (19)$$

Здесь $V(u, \gamma) = U(iu, \gamma)$ — косинус-преобразование ядра. Из (18) и (19) при $p = 0$ следует нормировка:

$$\int_0^{\infty} G(\tau) d\tau = H(\infty) = 1/\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}. \quad (20)$$

Известно [6], что функция Грина $G(\tau, \tau')$ уравнения (7) (при $a=0$) целиком определяется через свое граничное значение $G(\tau) = G(\tau, 0) = G(0, \tau)$. Заметим также, что интенсивности выходящего излучения в рассматриваемой задаче являются аналогами φ - и ψ -функций Амбарцумяна: $\varphi(\mu, x) = AJ(\mu, x)$, $\psi(\mu, x) = AI(\mu, x)$. При этом следует иметь в виду, что расширяющаяся полубесконечная среда имеет конечную реальную оптическую толщину, равную $1/2A\gamma$ вдоль оси τ .

Во второй задаче источники в линии считаются равномерно распределенными по глубине: $S_0(\tau) = \sqrt{1 - \tilde{\lambda}}$. Обозначим функцию источников в этой задаче через $S_*(\tau)$. Известно [7], что $S_*(0) = 1$. Аналогично случаю неподвижной среды имеем

$$S_*(\tau) = \frac{1}{\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}} - \int_{\tau}^{\infty} G(\tau') d\tau', \quad \tau > 0. \quad (21)$$

3. Автомоделные представления основных соотношений. Переход в (8) к автомоделным функциям и переменным согласно (1)—(4) дает

$$i(\mu, T, z, \sigma) = \frac{1}{\mu} \int_{\frac{\sigma}{\mu}}^T s(y\rho(\mu), \sigma) p(z - y/\mu, z - T/\mu) dy, \quad (22)$$

$$\rho(\mu) = \tau_c(\gamma\lambda(\mu))/\tau_c(\gamma), \quad (23)$$

где функция $p(y', y)$ определена в части I (формулы (22)—(23)). Введем следующие обозначения:

$$i(\mu, +\infty, z, \sigma) = i(\mu, z, \sigma), \quad j(-\mu, 0, z, \sigma) = j(\mu, z, \sigma), \quad \mu > 0$$

для автомоделных интенсивностей излучения, выходящего из полупространства через «границы» $\tau = +\infty$ и $\tau = 0$ соответственно.

а) Бесконечные среды. Применяя к обеим частям (22) двустороннее преобразование Лапласа по z с параметром q , получаем (при $T = +\infty$, $a = -\infty$)

$$\bar{i}(\mu, q, \sigma) = \bar{s}(q/\mu\varphi(\mu)) \omega(q)/\mu\varphi(\mu) \quad (24)$$

(определение $\omega(q)$ см. в части I, формулы (24)—(28)). Далее, подстановка в (10) автомодельного представления $U(p, \gamma)$ (см. (I.30)) дает для автомодельной функции Грина $g_{\infty}(t, \sigma)$:

$$\bar{g}_{\infty}(q, \sigma) = 1/[\tau + u(q) + u(-q)]. \quad (25)$$

При этом для масштабного множителя в (1) получаем

$$C(\lambda, \gamma) = 1/\pi A \lambda \gamma \tau c(\gamma), \quad (26)$$

а нормировки (11) переходят в следующие:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_{\infty}(t, \sigma) dt = \mu\varphi(\mu) \int_{-\infty}^{+\infty} i_{\infty}(\mu, z, \sigma) dz = \frac{\pi m}{1 + \pi m \sigma}, \quad (27)$$

где $m = 1$ и 3 при изотропном и плоскопараллельном расширениях соответственно.

В задаче об источнике излучения в континууме (на уровне $\tau = 0$) для интенсивности излучения можно получить согласно (14) и (I.30) следующее автомодельное представление:

$$I(\mu, \tau, x, \lambda, \gamma) = \frac{1}{\mu} e^{-l(x, s-T/\mu)} + \frac{1}{2(1 + \pi m \sigma)} [1 - e^{-l(T/\mu - s)}] + \\ + n x_0^2(\gamma) i_{\infty}(\mu, T, z, \sigma) + i_c(\mu, T, z, \sigma), \quad (28)$$

где первое слагаемое описывает прямое излучение источника, $n = 2$ и 4 для трехмерных и одномерных сред соответственно, $l(y', y)$ дается в части I (формула (23)), $l(y) = l(y, -\infty)$. Последнее слагаемое в (28) соответствует функции источников $s_c(t, \sigma)$, для которой

$$\bar{s}_c(q, \sigma) = \frac{1}{q} - \frac{1}{q} \frac{\sigma + 2u(-q)}{\sigma + u(q) + u(-q)}. \quad (29)$$

б) Полубесконечные среды. Автомодельные аналоги формул (15)—(17) выглядят следующим образом:

$$\bar{i}(\mu, q, \sigma) = \bar{s}(q/\mu\varphi(\mu)) \omega(q)/\mu\varphi(\mu), \quad (30)$$

$$\bar{m}^{\pm}(\mu, q, \sigma) = \bar{s}(-q/\mu\rho(\mu)) w^{\pm}(q)/\mu\rho(\mu), \quad (31)$$

$$j^{\pm}(\mu, z, \sigma) = m^{\pm}(\mu, z, \sigma) \exp \mp \begin{cases} \exp(\mp z), & D \\ |z|^{1-\tau_c}, & C. \end{cases} \quad (32)$$

Здесь верхние (нижние) знаки для случая D соответствуют нижнему (верхнему) знаку в z в (4), а для случая $C - z > 0$ ($z < 0$). Функции $w^{\pm}(q)$ даны в части I (формулы (25)—(28)).

Подстановка в (19) автомодельного представления $V(u, \gamma)$ (см. (I.31)) дает для H -функции

$$H(1/p, \lambda, \gamma) = h(q, \sigma) / V^{\sqrt{\pi A \lambda \gamma}}, \quad (33)$$

где $q = p\tau_c(\gamma)$

$$\ln h(q, \sigma) = -\frac{q}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln[\sigma + v(y)]}{y^2 + q^2} dy, \quad \operatorname{Re} q > 0. \quad (34)$$

Функция $h(q, \sigma)$ регулярна в полуплоскости $\operatorname{Re} q > 0$ и не обращается там в нуль. Функции $v(y)$ в (34) для различных случаев найдены в части I. Заметим, что при $|q| \gg 1$ из (33) и (34) в качестве частного случая вытекает автомодельное представление H -функции для неподвижной среды, полученное в [8, 9].

С учетом (33) и (34) автомодельный аналог соотношения (18) записывается в виде

$$\bar{g}(q, \sigma) = h(q, \sigma) = \frac{1}{h(-q, \sigma) [\sigma + u(q) + u(-q)]}, \quad (35)$$

причем в (1) множитель

$$C(\lambda, \gamma) = 1/\tau_c(\gamma) V^{\sqrt{\pi A \lambda \gamma}}. \quad (36)$$

Нормировка (20) переходит в следующую:

$$\int_0^{\infty} g(t, \sigma) dt = h(0, \sigma) = \sqrt{\pi m / (1 + \pi m \sigma)}, \quad (37)$$

и для интенсивностей выходящего излучения, которые соответствуют функции источников $g(t, \sigma)$, из (30) и (31) при $q = 0$ имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} i(\mu, z, \sigma) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} m^{-}(\mu, z, \sigma) dz = \frac{1}{\mu\rho(\mu)} \sqrt{\frac{\pi m}{1 + \pi m \sigma}}. \quad (38)$$

Далее, в автомодельных переменных соотношение (21) принимает вид

$$s_*(t, \sigma) = \sqrt{\frac{\pi m}{1 + \pi m \sigma}} - \int_t^{\infty} g(t', \sigma) dt', \quad (39)$$

причем в (1) масштабный множитель

$$C(\lambda, \gamma) = 1/\sqrt{\pi A \lambda \gamma}. \quad (40)$$

Согласно (39) $\bar{s}_*(q, \sigma) = \bar{g}(q, \sigma)/q$. Подстановка этого соотношения в (30) и (31) и последующее обращение позволяет выразить интенсивности выходящего излучения при равномерном распределении источников в полубесконечной среде через соответствующие интенсивности в задаче об источнике на границе $\tau = 0$:

$$\begin{aligned} i_*(\mu, z, \sigma) &= \mu \rho(\mu) \int_{-\infty}^z i(\mu, z', \sigma) dz' = \\ &= \sqrt{\frac{\pi m}{1 + \pi m \sigma}} - \mu \rho(\mu) \int_{-\infty}^{\infty} i(\mu, z', \sigma) dz', \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} m_-(\mu, z, \sigma) &= \mu \rho(\mu) \int_{-\infty}^z m^-(\mu, z', \sigma) dz' = \\ &= \sqrt{\frac{\pi m}{1 + \pi m \sigma}} - \mu \rho(\mu) \int_{-\infty}^{\infty} m^-(\mu, z', \sigma) dz', \end{aligned} \quad (42)$$

$$m_+(\mu, z, \sigma) = \mu \rho(\mu) \int_{-\infty}^z m^+(\mu, z', \sigma) dz'. \quad (43)$$

4. *Автомодельные решения.* Из рассмотренных выше задач две являются фундаментальными, а именно: задачи о плоском источнике излучения в частотах линии, так как через их решения можно выразить решения всех других задач. Автомодельные представления преобразований Лапласа функций источников в фундаментальных задачах даются формулами (25) и (35) для бесконечных и полубесконечных сред соответственно, а соответствующие интенсивности выходящего излучения определяются из (24) и (30), (31). Обращение этих преобразований производится с после-

дующей деформацией контура интегрирования к особенностям правых частей (как это было предложено в [10] для неподвижных сред). Особенностью функций $u(q)$ и $w(q)$, входящих в указанные выражения, может быть линия ветвления:

$$u(-y \pm i0) = a(y) \pm ib(y), \quad w(y \pm i0) = -c(y) \pm id(y), \quad y > 0 \quad (44)$$

(см. часть I). Функция $w(q) = \Gamma(1 - q)$ (гамма-функция) при доплеровском коэффициенте поглощения имеет полюсы $q = n = 1, 2, \dots$. Кроме того, правые части (25) и (35) могут иметь полюсы, определяемые из уравнения

$$u(y) + u(-y) = -\sigma \quad (45)$$

(см. ниже). Поскольку все эти особенности лежат на вещественной оси, то в результате получаются выражения в виде суперпозиции экспонент:

$$\{g_+(t, \sigma), g(t, \sigma)\} = \frac{1}{\pi} S R(y, \sigma) \{1, 1/h(y; \sigma)\} e^{-t\sigma}, \quad t > 0, \quad (46)$$

$$i_\infty(\mu, z, \sigma) = \frac{1}{\pi \mu \rho(\mu)} S R\left(\frac{y}{\mu \rho(\mu)}, \sigma\right) Q^\mp(y) e^{\pm \sigma y}, \quad (47)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i(\mu, z, \sigma) \\ m^-(\mu, z, \sigma) \end{array} \right\} = \frac{1}{\pi \mu \rho(\mu)} S \frac{R(y/\mu \rho(\mu), \sigma)}{h(y/\mu \rho(\mu), \sigma)} \left\{ \begin{array}{l} e^{-\sigma y} Q^+(y) \\ e^{\sigma y} Q^-(y) \end{array} \right\}, \quad (48)$$

где S означает суммирование по дискретным значениям y и интегрирование по непрерывным; при степенном профиле коэффициента поглощения знак «плюс» при zy в показателе экспоненты берется при $z < 0$ и «минус» — при $z > 0$. Кроме этого можно еще получить, что при доплеровском коэффициенте поглощения

$$\left\{ \begin{array}{l} i(\mu, z, \sigma) \\ m^+(\mu, z, \sigma) \end{array} \right\} = \frac{1}{\mu \rho(\mu)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{h(n/\mu \rho(\mu), \sigma)}{(n-1)!} \left\{ \begin{array}{l} (-1)^{n-1} e^{n\sigma} \\ e^{-n\sigma} \end{array} \right\}, \quad (49)$$

а при степенном

$$i(\mu, z, \sigma) = \frac{1}{\pi \mu \rho(\mu)} \int_0^{\infty} h\left(\frac{y}{\mu \rho(\mu)}, \sigma\right) d(y) e^{\sigma y} dy, \quad z < 0. \quad (50)$$

В формулах (46)–(48) $y > 0$ и

$$Q^\pm(y) = \Gamma(1 \pm y), \quad D \quad (51)$$

$$\left. \begin{array}{l} Q^+(y) = w(-y) \\ Q^-(y) = -c(y) + d(y) [\sigma + u(y) + a(y)]/b(y) \end{array} \right\} C. \quad (52)$$

Что же касается функции $R(y, \tau)$, то для одномерных сред при доплеровском коэффициенте поглощения

$$R(y, \sigma) = \frac{\pi y}{\sigma + \pi \tau^2 + \pi y^2}, \quad y = y_k(\tau), \quad (53)$$

где $y_k(\tau)$ дается ниже (формула 56)), а во всех остальных случаях

$$R(y, \sigma) = \frac{b(y)}{[\sigma + u(y) + a(y)]^2 + b^2(y)}. \quad (54)$$

Функции, входящие в правые части (52) и (54), даны в части I.

Кроме двух фундаментальных задач, автомодельные решения которых приведены выше, в предыдущих разделах рассматривались еще две задачи: о плоском источнике излучения в континууме в бесконечных средах и о равномерном распределении источников в линии в полубесконечных средах. Функция источников в первой из этих задач получается обращением (29) аналогично тому, как было найдено (46):

$$s_c(t, \sigma) = \frac{1}{\pi y} SR(y, \sigma) [\tau + 2u(y)] e^{-t\sigma/y}, \quad t > 0, \quad (55)$$

а решение второй задачи легко находится подстановкой (46), (48)—(50) в (39), (41)—(43), причем интегралы по z' в (39), (41)—(43) легко берутся.

Теперь следует конкретизировать вид суперпозиции экспонент в (46)—(48). Как уже говорилось выше, он определяется характером особенностей правой части (25). При степенном убывании коэффициента поглощения в крыле это — линии ветвления $(-\infty, 0)$ и $(0, +\infty)$ функций $u(q)$ и $u(-q)$ (см. часть I), так что под \int_y понимается интегрирование по y от 0 до $+\infty$. При доплеровском профиле коэффициента поглощения характер особенностей зависит от геометрии расширения и размерности пространства. Ниже мы приводим результаты.

а) Одномерная среда ($\mu = 1$, $\rho(\mu) = 1$). В этом случае особенности правой части (25) — полюсы — корни $y = \pm y_k(\tau)$ уравнения (45), которое имеет вид (см. (I.35)) $y \operatorname{ctg}(\pi y) = -\tau$. Его положительные решения можно записать в виде

$$y_k(\tau) = k + \frac{1}{2} + \nu_k, \quad 0 < \nu_k < \frac{1}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad y_k(0) = k + \frac{1}{2}. \quad (56)$$

Таким образом, в (46)—(48) под \int_y понимается суммирование по всем y_k , $k = 0, 1, 2, \dots$, причем $R(y, \sigma)$ определяется вычетами правой

части (25) в полюсах $q = -y_k$ и дается формулой (53). Заметим, что из (51) следует

$$Q^-(y_k) = \pi(-1)^k \sqrt{y_k^2 + \sigma^2} / \Gamma(1 + y_k), \quad (57)$$

а в (47) и (48) ряды, содержащие $Q^+(y) = \Gamma(1 + y)$, являются асимптотическими разложениями.

При $\sigma = 0$ имеем $y_k = k + 1/2$, и суммы рядов в (46) и (47) выражаются через элементарные или известные специальные функции:

$$g_-(t) = (1/\pi) \ln \operatorname{cth}(|t|/4), \quad (58)$$

$$i_-(z) = (2/\sqrt{\pi}) F(e^{z/2}), \quad (59)$$

где

$$F(y) = e^{-y^2} \int_0^y e^{x^2} dx. \quad (60)$$

— функция Доусона. Кроме того, при $\sigma = 0$ из (34) и (1.36) следует, что

$$h(q) = \Gamma(q + 1/2) / \Gamma(1 + q), \quad (61)$$

и в результате автомодельные решения для полубесконечной среды (формулы (46)—(50) и (41)—(43)) также выражаются через элементарные или известные специальные функции. Так, в задаче об источнике на границе функция источников

$$g(t) = 1/\sqrt{\pi(e^t - 1)}, \quad (62)$$

интенсивность на бесконечности

$$i(z) = \sqrt{\pi} u e^{-u} [I_0(u) - I_1(u)], \quad u = e^{z/2}, \quad (63)$$

интенсивность на границе $t = 0$

$$j^-(z) = e^{z/2}, \quad j^+(z) = \sqrt{\pi} v e^{-v} [I_0(v) + I_1(v)], \quad v = e^{-z/2}, \quad (64)$$

а при равномерном распределении источников

$$s_*(t) = 1 - (2/\pi) \arcsin e^{-t/2}, \quad (65)$$

$$i_*(z) = 1 - e^{-u} I_0(u), \quad u = e^{z/2}, \quad (66)$$

$$j_*(z) = e^{2u} [1 - \Phi(u)], \quad j_*^+(z) = e^{-v} [I_0(v) - e^{-v}], \quad v = e^{-z/2}. \quad (67)$$

Здесь $I_n(v)$ — функция Бесселя чисто мнимого аргумента, $\Phi(u)$ — интеграл ошибок ($\Phi(\infty) = 1$). Заметим, что в (65)—(67) использована нор-

мировка $s_*(\infty) = 1$. Результаты расчетов по этим формулам и их сравнение с численным решением уравнения переноса приведены на рис. 1. Качественно (из физических соображений) профили линий, возникающих в одномерной расширяющейся среде, описаны в [4].

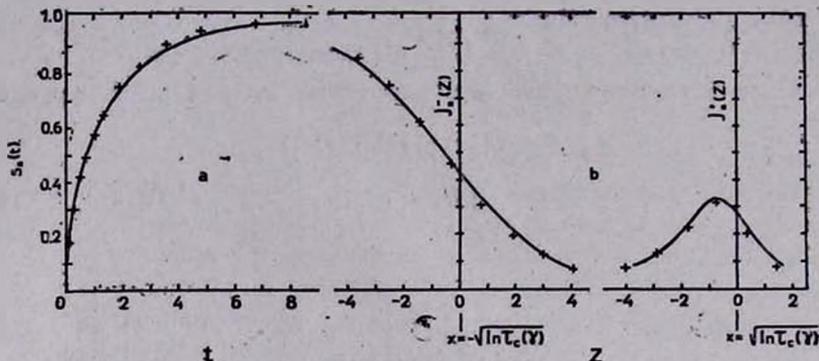


Рис. 1. Автомоделные функция источников (а) и профиль линии выходящего излучения (б) при равномерном распределении первичных источников в полубесконечной одномерной среде. Линия — расчет по формулам (65) и (67), крестик — численное решение задачи при $\gamma = 10^{-4}$.

б) Трехмерное изотропное расширение ($\chi(\mu) = 1$, $\rho(\mu) = 1$). При доплеровском коэффициенте поглощения уравнение (45), записываемое в виде (см. [2], а также часть I)

$$\int_0^y x \operatorname{ctg}(\pi x) dx = -\sigma, \quad (68)$$

имеет корни $y = \pm y_0 = \pm y_0(\sigma)$, причем $y_0(0) \approx 0.791 \leq y_0(\sigma) < 1 = y_0(\infty)$. Кроме того, функция $u(q)$ в правой части (25) имеет линию ветвления $(-\infty, -1)$ (см. часть I), так что в (46)–(48)

$$SR\left(\frac{y}{B}, \sigma\right) e^{-y} \dots = \frac{B^2}{y} \operatorname{tg}\left(\pi \frac{y}{B}\right) e^{-y} \dots \Big|_{y=y_0 B} + \int_B^{\infty} R\left(\frac{y}{B}, \sigma\right) e^{-y} \dots dy, \quad (69)$$

причем поскольку на линию ветвления функции $u(\pm q)$ попадают полюсы функции $\omega^\pm(q) = \Gamma(1 \pm q)$, то интегралы в (47) и (48), содержащие $Q^-(y) = \Gamma(1 - y)$, понимаются в смысле главного значения, и к ним нужно еще добавить слагаемое

$$\frac{1}{\mu \rho(\mu)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} e^{n\sigma}}{(n-1)!} R\left(\frac{n}{\mu \rho(\mu)}, \sigma\right) \times \\ \times \frac{\sigma + u(n/\mu \rho(\mu)) + a(n/\mu \rho(\mu))}{b(n/\mu \rho(\mu))} \left\{ \frac{1}{1/h(n/\mu \rho(\mu), \sigma)} \right\}, \quad (70)$$

представляющее собой вклад псевдополюсов. При $\mu = 1$ этот вклад равен нулю.

Асимптотика $G_{\infty}(\tau)$ и $S_p(\tau)$, являющихся функциями источников в бесконечной однородной среде с плоским и точечным источниками соответственно, получена в [2] для $\lambda = 1$. При $\tau \gg \tau_c(\gamma)$ она дается первым слагаемым в правой части (69). Заметим, что согласно соотношению между $G_{\infty}(\tau)$ и $S_p(\tau)$ [2] автомодельная функция источников $s_p(t, \sigma)$ в задаче о точечном источнике выражается через $g_{\infty}(t, \sigma)$:

$$s_p(t, \sigma) = -\frac{1}{2\pi t} \frac{dg_{\infty}(t, \sigma)}{dt}, \quad (71)$$

причем

$$S_p(\tau, \lambda, \gamma) = s_p(t, \sigma) / \pi A \lambda \gamma \tau_c^2(\gamma). \quad (72)$$

в) Трехмерное плоскопараллельное расширение. При доплеровском коэффициенте поглощения, как и при степенном, правая часть (25) имеет в качестве особенности линии ветвления $(0, \pm\infty)$ функции $u(\mp q)$, поэтому в (46)—(48) под S понимается интегрирование по y от 0 до $+\infty$, причем интегралы в (47) и (48), содержащие $Q^-(y) = \Gamma(1-y)$, понимаются в смысле главного значения, и к ним еще добавляется слагаемое вида (70) (см. предыдущий подраздел). Далее, функция $R(y, \sigma)$ дается формулой (54), содержащей величины, приведенные в части I (формулы (71) и (72)), и, кроме того, согласно (23) и (6)

$$\rho(\mu) = \begin{cases} \mu^{-2} \sqrt{\frac{\ln \tau_c(\gamma)}{\ln \tau_c(\gamma \mu^2)}} \sim \mu^{-2}, & D \\ \mu^{-2x/(x-1)}, & C. \end{cases} \quad (73)$$

Выпишем для примера автомодельную функцию источников в задаче о равномерном распределении первичных источников в полубесконечной среде:

$$s_*(t, \sigma) = \sqrt{\frac{3\pi}{1+3\pi\sigma}} - \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R(y, \sigma)}{h(y, \sigma)} e^{-ty} dy/y. \quad (74)$$

Численно (путем численного решения уравнения переноса) эта функция при доплеровском коэффициенте поглощения была построена В. М. Сербиным [11].

Следует отметить, что в случае доплеровского коэффициента поглощения автомодельные представления (46) при плоскопараллельном расширении дают при $\tau \gg \tau_c(\gamma) (t \gg 1)$ для функций $G_-(\tau)$ и $G(\tau)$ асимптотики, отличающиеся от точных (полученных в [3]), на медленно меняющийся множитель. От этого недостатка свободны полуавтомодельные представления, которые даются теми же формулами, что и автомодельные (46)—(50), но с заменой в (34) и (54) функций $v(y)$, $a(y)$, $b(y)$ и $u(y)$ соответственно на функции $v(y, \gamma)$, $a(y, \gamma)$, $b(y, \gamma)$ и $u(y, \gamma)$, приведенные в части I (формулы (65), (66) и (70)). Из полуавтомодельных представлений следует в частности, что при $\tau \gg \tau_c(\gamma)$

$$\left\{ \begin{array}{l} G_-(\tau) \\ G(\tau) \end{array} \right\} \sim \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ \sqrt{1-\bar{\lambda}} \end{array} \right\} \frac{\lambda}{2} \frac{1}{(1-\bar{\lambda})^2} \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \zeta(3) (\gamma\tau^2)^{-2} [\ln(4\gamma\tau^2)]^{-3/2}, \quad (75)$$

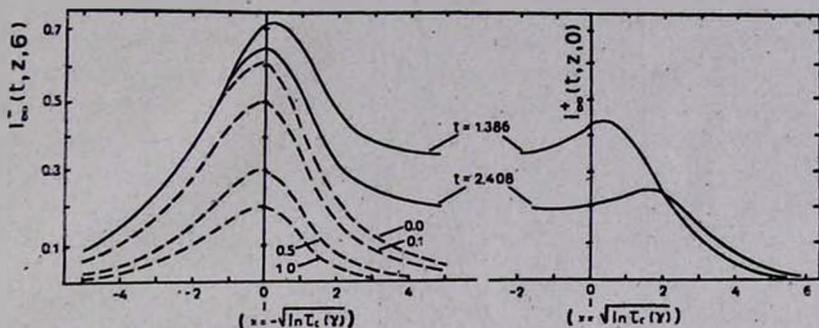
что совпадает с асимптотиками, найденными в [3] при $\lambda = 1$. Здесь $\bar{\lambda} = \lambda(1 - \gamma/3\sqrt{\pi})$. Выделив в (75) асимптотику ядерной функции, можно эту формулу переписать в виде

$$\{G_-(\tau), G(\tau)\} \sim \left\{ 1, \sqrt{1-\bar{\lambda}} \right\} \frac{\lambda}{2} \frac{K(\tau, \gamma)}{(1-\bar{\lambda})^2}, \quad \tau \gg \tau_c(\gamma), \quad (76)$$

аналогичном предложенному В. В. Ивановым [5] для неподвижных сред.

Выше были найдены автомодельные функции источников и интенсивности выходящего излучения для нескольких задач. Чтобы получить интенсивность $i(\mu, T, z, \sigma)$ на произвольном расстоянии t от источника или границы, нужно подставить функцию источников $s(t, \sigma)$ (вида (46), (55) или (74)) в (22). При этом входящая в (22) функция $p(y', y)$ (см. часть I, формула (22)) в случае доплеровского коэффициента поглощения имеет два различных представления, которые соответствуют двум различным автомодельным частотам z в (4). Поэтому автомодельная интенсивность $i(\mu, T, z, \sigma)$ распадается соответственно на две ветви $i^\pm(\mu, T, z, \sigma)$, описывающие реальную интенсивность в окрестностях точек $x = \pm \sqrt{\ln \tau_c(\gamma\lambda(\mu))}$. При этом оказывается, что $i^-(\mu, T, +\infty, \sigma) = i^+(\mu, T, -\infty, \sigma) = s(t, \sigma)$, т. е. эти две ветви допускают сшивку. В случае степенного коэффициента поглощения можно показать, что профиль линии $i(\mu, T, z, \sigma)$ имеет (как функция z) локальный минимум при $z = T$, причем $i(\mu, T, T, \sigma) = s(t, \sigma)$. Резуль-

таты расчетов автомодельной интенсивности излучения для бесконечной одномерной ($\mu=1$, $\nu(\mu)=1$) среды с источником в линии приведены на рис. 2 и 3. Максимумы профилей приходятся на частоты, на которых реальное оптическое расстояние до источничка — порядка 1.



2

Рис. 2. Автомодельные профили спектральной линии в бесконечной одномерной среде с точечным источником в линии при доплеровском коэффициенте поглощения. Сплошные кривые — $\sigma = 0$, штриховые — $t = +\infty$ (числа у кривых — значения σ).

На рис. 4 также для бесконечной одномерной среды изображены профили $i(z, \nu)$ на бесконечном удалении от источника излучения в континууме (см. формулу 28)).

5. *Заключение.* Найденные выше автомодельные представления дают при $t \ll 1$ ($\tau \ll \tau_c(\nu)$) известные единые асимптотики резольвентных функций для неподвижной среды (они приведены в [5]), причем в случае доплеровского коэффициента поглощения — с точностью до замены τ на $\tau_c(\nu)$ под знаком логарифма. В другом предельном случае ($\tau \gg \tau_c(\nu)$) они дают асимптотики, совпадающие с найденными нами ранее в [2]—[4] при $\lambda = 1$. Таким образом, автомодельные представления дают единые асимптотики резольвентных функций (функций Грина) для линейно расширяющихся сред, справедливые при всех $\tau \gg 1$. Некоторое исключение составляет случай плоскопараллельного расширения при доплеровском коэффициенте поглощения. В этом случае, как указывалось в предыдущем разделе, для правильного описания функций Грина при $\tau \gg \tau_c(\nu)$ нужно использовать полуавтомодельные представления.

Каждое из полученных выше автомодельных решений дает в соответствии с (1)—(4) семейство обычных решений. При этом согласно (4)—(6) при переходе от z к x в случае доплеровского коэффициента поглощения происходит сужение компонентов профиля линии вблизи максимумов

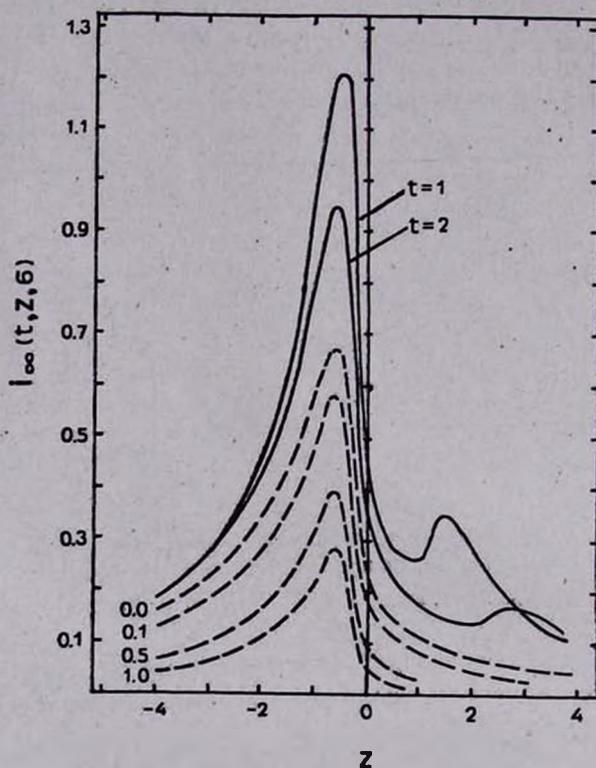


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при коэффициенте поглощения с лоренцевскими крыльями.

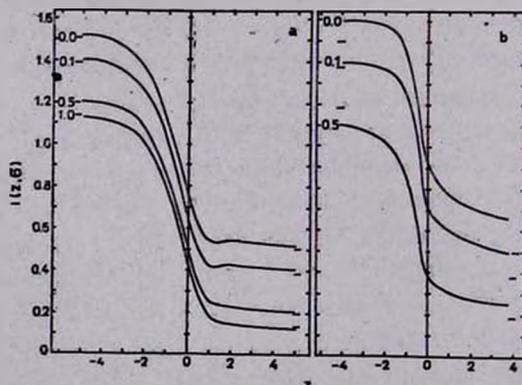


Рис. 4. Автономные профили линии при $t = +\infty$ в бесконечной одномерной среде с точечным источником в континууме при доплеровском (а) и лоренцевском (в крыле) профилях коэффициента поглощения (правая часть (28) без предпоследнего слагаемого). Числа у кривых — значения σ . Метки справа и слева указывают пределы при $z = \pm\infty$ (сверху вниз — в порядке возрастания σ).

интенсивности, а в случае степенного — расширение. Для излучения, «выходящего» из бесконечной среды (на $\tau = +\infty$) с источником в линии на уровне $\tau = 0$, профиль — однокомпонентный (см. рис. 2 и 3), и поэтому с уменьшением γ происходит сужение или расширение всего профиля. При этом в случае доплеровского коэффициента поглощения одновременно со сжатием профиля происходит сдвиг максимума в длинноволновую сторону и рост этого максимума. В целом, как легко проверить, при $\lambda = 1$ интеграл от профиля по всем частотам сохраняется. Вывод о возможном сужении линий, возникающих в расширяющихся средах, был ранее сделан в [4], где дано также и его физическое объяснение.

Благодарю А. Б. Шнейвайса за помощь в вычислениях для рис. 2—4 и В. М. Сербина за предоставление численного решения, приведенного на рис. 1.

Ленинградский государственный
университет

ASYMPTOTIC SCALING IN THE PROBLEMS OF RESONANCE RADIATION TRANSFER IN LINEARLY EXPANDING MEDIA. II. SOLUTIONS FOR INFINITE AND SEMI-INFINITE MEDIA

S. I. GRACHEV

Resonance radiation transfer is considered for infinite and semi-infinite media expanding isotropically or plane-parallelly with depth independent dimensionless velocity gradient γ . Complete frequency redistribution is assumed for a scattering in a comoving frame of reference. The source function and radiation intensity are shown in the limit of small γ to be expressed through the functions of one less number of arguments which are the combinations of old arguments (including parameters γ and single scattering albedo λ among them). For several main problems these functions are found explicitly for the cases of Doppler and power profiles of the absorption coefficient. They are expressed in terms of elementary or known special functions in the case of Doppler absorption coefficient in a one-dimensional medium with $\lambda = 1$. It is shown that the expansion of a medium can lead to the formation of narrow (with a width less than a thermal one) intense features in spectral line profiles.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Грачев, *Астрофизика*, 23, 323, 1985.
2. С. И. Грачев, *Астрофизика*, 14, 111, 1978.
3. С. И. Грачев, Депонировано в ВИНТИ № 1007—78, 1978.
4. С. И. Грачев, *Вестн. ЛГУ*, № 1, 77 и № 7, 85, 1982.
5. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
6. В. В. Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1967.
7. U. Frish, H. Frish, *M. N. RAS*, 173, 167, 1975.
8. В. В. Иванов, Д. И. Назирнер, *Астрофизика*, 1, 143, 1965.
9. Д. И. Назирнер, *Труды АО ЛГУ*, 25, 3, 1968.
10. Д. И. Назирнер, *Астрон. ж.*, 41, 669, 1964.
11. В. М. Сербин, *Астрофизика*, 22, 387, 1985.

УДК 523—64

О НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ
В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ

А. Х. ХАЧАТРЯН, А. А. АКОПЯН

Поступила 15 января 1985

Принята к печати 20 июля 1985

Рассматривается нелинейная задача переноса внутри спектральной линии в слое конечной толщины в одномерном приближении при общих законах перераспределения по частотам. Выполнены численные расчеты в 4-ом и 8-ом приближениях для доплеровского закона перераспределения. В виде таблиц приводится зависимость реальной оптической толщины от предельной.

1. *Введение.* За последние годы появилось множество работ (см. [1—9]) по нелинейным задачам переноса излучения. Учет нелинейных эффектов необходим при больших плотностях излучения, когда число возбужденных атомов в единичном объеме становится сравнительным с числом атомов, находящихся в основном уровне. При этом параметры, определяющие локальные оптические свойства среды, сильно зависят от состояния поля излучения.

Среди существующих методов решения нелинейных задач переноса особое место занимает метод самосогласованных оптических глубин Амбарцумяна [1] и примыкающий к нему математический метод, предложенный Енгибаряном [2, 3]. С применением метода работ [1—3] были рассмотрены некоторые нелинейные задачи [4—6]. В работе [6] была рассмотрена нелинейная задача некогерентного рассеяния в плоскопараллельном слое при общих законах перераспределения излучения внутри спектральной линии. На основе методов работ [1—3] авторам статьи [6] удалось линеаризовать соответствующие уравнения, впервые полученные Оксеннусом [7].

За последние 10—15 лет в работах [10—13] была развита линейная теория переноса некогерентного рассеяния при общих законах перераспределения по частотам.

В работах [14—16] был предложен новый вариант принципа инвариантности для задач переноса в полупространстве и в слое конечной тол-

щины. Этот подход позволяет свести решение задачи переноса в слое конечной толщины к соответствующим задачам для полубесконечной среды. Результаты работы [14] в дальнейшем применялись в ряде других работ [17—19]. В [18] путем сочетания методов работ [13, 14] удается получить эффективный метод решения задачи переноса некогерентного рассеяния в одномерной полубесконечной среде и в слое конечной толщины.

Оказывается, что результаты работ [13, 14] с успехом можно применить и к нелинейным задачам некогерентного рассеяния. Настоящая работа является продолжением работы [6]. В случае одномерной среды решение задачи доведено до численных результатов.

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим нелинейную задачу в одномерной плоскопараллельной среде с геометрической толщиной z_0 в одномерном приближении. Пусть среда равномерно заполнена атомами с двумя энергетическими уровнями и свободными электронами. Обозначим через n_0 концентрацию атомов, а через n_k ($k=1,2$) концентрацию атомов, находящихся на k -ом уровне на глубине z :

$$n_1(z) + n_2(z) = n_0. \quad (1)$$

Пусть среда освещается внешним излучением $I_0^+(x)$, где x — безразмерная частота. Под действием падающего излучения в среде создается определенное поле излучения и распределение атомов по уровням. Будем предполагать, что профили коэффициентов поглощения и вынужденного излучения одинаковы и равны (см. [6]). Не будем учитывать также электронные удары первого рода.

Уравнение переноса в принятых предположениях будет иметь следующий вид:

$$\pm \frac{d\bar{I}^\pm(z, x)}{dz} = -\frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) \alpha(x) \bar{I}^\pm(z, x) + \frac{h\nu_0}{4\pi} n_2 A_{21} \Psi(x), \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\bar{I}^+(0, x) = I_0^+(x); \quad \bar{I}^-(z_0, x) = 0. \quad (3)$$

Здесь $\bar{I}^+(z, x)$ и $\bar{I}^-(z, x)$ — интенсивности излучения, идущего соответственно в сторону возрастания и убывания z ; B_{12} , A_{21} — эйнштейновские коэффициенты переходов, g_k — статистический вес k -го уровня, $\alpha(x)$ и $\Psi(x)$ — профили коэффициентов поглощения и спонтанного излучения.

Условие стационарности следующее:

$$n_1 \frac{B_{12}}{2} S = n_2 \left[a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} S \right]; \quad (4)$$

a_{21} — коэффициент электронных ударов второго рода,

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) [\bar{I}^+(z, x) + \bar{I}^-(z, x)] dx.$$

Профиль коэффициента спонтанного излучения имеет следующий вид:

$$n_2 \psi(x) = \frac{n_1 \frac{B_{12}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') [\bar{I}^+(z, x') + \bar{I}^-(z, x')] dx'}{a_{21} + A_{21} + \frac{B_{21}}{2} S}. \quad (5)$$

Здесь $r(x, x')$ — функция перераспределения по частотам.

В уравнении (2) перейдем к новому аргументу τ соотношением:

$$d\tau = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) dz; \quad \tau_0 = \int_0^{z_0} \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) dz, \quad (6)$$

τ_0 — реальная оптическая толщина слоя, величина которого неизвестна и зависит от решения самой задачи.

С учетом (4)–(6), уравнение (2) принимает вид [20, 21]:

$$\begin{aligned} \pm \frac{dI^\pm(\tau, x)}{d\tau} &= -\alpha(x) I^\pm(\tau, x) + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx', \end{aligned} \quad (7)$$

с условиями

$$I^+(0, x) = I_0^+(x); \quad I^-(\tau_0, x) = 0, \quad (8)$$

где $\lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + a_{21}}$ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния.

Введем также предельную оптическую толщину y_0 посредством [20]:

$$dy = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_1 + n_2) B_{12} dz; \quad y_0 = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} n_0 z_0. \quad (9)$$

Из условия стационарности (4), а также из (6) и (9) получим следующую связь между τ_0 и y_0 :

$$y_0 = \tau_0 + \gamma Q(\tau_0), \quad (10)$$

где

$$Q(\tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) [I^+(\tau, x) + I^-(\tau, x)] dx, \\ \gamma = \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right) \frac{B_{21}}{A_{21}}. \quad (11)$$

Таким образом, определение τ_0 сводится к нахождению функции $Q(\tau_0)$, что эквивалентно решению линейного интегро-дифференциального уравнения (7) для всех значений $\tau_0 \leq y_0$. Ниже мы предложим два способа определения функции $Q(\tau_0)$, которые опираются на результаты работ [14—16].

3. *Первый способ.* Из работы [14] следует, что существует интегральный оператор отражения \hat{R} , который определяется из следующей задачи Коши для операторного уравнения Рикатти:

$$-\frac{d\hat{R}}{dx} + A\hat{R} + \hat{R}A = (J + \hat{R})L(J + \hat{R}), \\ R(\tau_0) = 0, \quad (12)$$

где J — единичный оператор, A — оператор умножения на функцию α , L — интегральный оператор вида:

$$(Lf)(x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') f(x') dx'. \quad (13)$$

Искомые интенсивности $I^+(\tau, x)$ и $I^-(\tau, x)$ связаны между собой соотношением:

$$I^-(\tau, x) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau, x, x') I^+(\tau, x') dx', \quad (14)$$

где $R(\tau, x, x')$ — ядро оператора \hat{R} .

В дальнейшем нам понадобится представление функции перераспределения в следующем виде:

$$r(x, x') = \sum_{k=0}^n A_k a_k(x) a_k(x'), \quad (15)$$

где A_k — неотрицательные постоянные, $\{a_k(x)\}$ — система ортонормированных функций с весом $\frac{1}{a(x)}$ (см. [13]). Представление функции перераспределения в виде билинейного разложения (15) обсуждается в работах [10—13].

Решение уравнения (7) ищем в виде:

$$I^{\pm}(\tau, x) = \sum_{k=0}^n I_k^{\pm}(\tau) \frac{a_k(x)}{a(x)}. \quad (16)$$

Тогда с учетом (15), ортонормированности функции $\{a_k(x)\}$ с весом $\frac{1}{a(x)}$ и соотношения (14), из (7) в n -м приближении получаем:

$$\frac{dI_k^+}{d\tau} = - \sum_{m=0}^n \bar{G}_{km} I_m^+, \quad k = 0, 1, 2, \dots, n, \quad (17)$$

$$I_m^+(0) = I_{0m}^+,$$

где

$$\bar{G}_{km} = \gamma_{km} - \frac{\lambda}{2} \left[C_{km} + \sum_{i=0}^n C_{ki} R_{im} \right],$$

$$C_{ik} = A_k \gamma_{ik}; \quad \gamma_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} a_i(x) a_k(x) dx,$$

$$R_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau, x, x') \frac{a_i(x) a_k(x')}{a(x')} dx dx'. \quad (18)$$

После определения I_k^+ из задачи (17) I_k^- находим по формуле

$$I_k^- = \sum_{m=0}^n R_{km} I_m^+. \quad (19)$$

В случае однородной полубесконечной среды ($\tau_0 = \infty$) \widehat{R} не зависит от τ ($\widehat{\rho} = \widehat{R}_\infty$) и определяется из следующего квадратного операторного уравнения:

$$\widehat{A}\widehat{\rho} + \widehat{\rho}A = (J + \widehat{\rho})L(J + \widehat{\rho}). \quad (20)$$

Раскрывая операторное уравнение (20), умножая на $\frac{\alpha_m(x)\alpha_k(x')}{\sigma(x')}$ и интегрируя по x и x' от $-\infty$ до $+\infty$, получаем следующее матричное уравнение, которое является матричным аналогом нелинейного интегрального уравнения Амбарцумяна:

$$\begin{aligned} \widetilde{\Gamma}\rho + \rho\widetilde{\Gamma} &= \widetilde{L} + \widetilde{L}\rho + \rho\widetilde{L} + \rho\widetilde{L}\rho, \\ \widetilde{\Gamma} &= (\gamma_{ik}); \quad \widetilde{L} = \left(\frac{\lambda}{2} C_{ik}\right); \quad \widetilde{\rho} = (\rho_{ik}). \end{aligned} \quad (21)$$

Метод решения матричного уравнения (21) подробно обсуждается в работах [6, 18], и поэтому на нем мы здесь не будем останавливаться.

Следуя работе [14], введем функции $Y(\tau, x, x')$. Рассмотрим однородную полубесконечную среду $\Pi(0, \infty)$. Перед средой поместим слой $\Pi(0, \tau)$ толщиной τ . Пусть на границу τ этого слоя справа падает квант частоты x' . Тогда $Y(\tau, x, x') dx$ представляет собой вероятность того, что квант выйдет из среды (после всевозможных рассеяний как в слое $\Pi(0, \tau)$, так и во всей среде $\Pi(0, \infty)$) с частотой, заключенной в интервале $x, x+dx$.

Из принципа инвариантности следует, что $Y(\tau, x, x')$ удовлетворяет следующему функциональному уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{dY(\tau, x, x')}{d\tau} &= -\alpha(x)Y(\tau, x, x') + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x'')Y(\tau, x'', x')dx'' + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x'')dx'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'', x''')Y(\tau, x''', x')dx'''. \end{aligned} \quad (22)$$

Решение уравнения (22) представим в виде

$$Y(\tau, x, x') = \sum_{i=0}^n \sum_{k=0}^n Y_{ik}(\tau) \frac{\alpha_i(x)\alpha_k(x')}{\alpha(x)}. \quad (23)$$

Тогда, умножая обе части (22) на $\frac{a_m(x) a_q(x')}{a(x')}$ и интегрируя по x и x' от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом представления (15), приходим к следующему уравнению относительно матриц-функции $\tilde{Y} = (Y_{ik})$:

$$\frac{dY_{ik}}{dz} = - \sum_{m=0}^n G_{im} Y_{mk}, \quad i, k = 0, 1, 2, \dots, n, \quad (24)$$

$$Y_{ik}(0) = \delta_{ik},$$

$$G_{im} = \gamma_{im} - \frac{\lambda}{2} \left[C_{im} + \sum_{k=0}^n \rho_{ik} C_{km} \right].$$

Знание функций $\rho(x, x')$ и $Y(\tau, x, x')$ позволяет определить коэффициенты отражения $R(\tau, x, x')$ и пропускания $Q(\tau, x, x')$ слоя конечной толщины τ . Последние выражаются через $\rho(x, x')$ и $Y(\tau, x, x')$ следующими соотношениями:

$$\rho(x, x') = R(\tau, x, x') + \int_{-\infty}^{\infty} Y(\tau, x, x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x'', x''') Q(\tau, x''', x') dx''', \quad (25)$$

$$Y(\tau, x, x') = Q(\tau, x, x') + \int_{-\infty}^{\infty} Y(\tau, x, x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x'', x''') R(\tau, x''', x') dx'''. \quad (26)$$

Складывая и вычитая (25) и (26) можно убедиться, что система уравнений разделяется. Путем дискретизаций уравнений (25), (26) для матрицы $\tilde{R} = (R_{ik})$ получим:

$$\tilde{R} = \frac{1}{2} [(J + \tilde{Y}_\rho)^{-1} (\tilde{\rho} + \tilde{Y}) + (J - \tilde{Y}_\rho)^{-1} (\tilde{\rho} - \tilde{Y})]. \quad (27)$$

4. *Второй способ.* Рассмотрим среду толщины $\tau_0 \leq \pm \infty$. Следуя вероятностному методу В. В. Соболева введем функцию $\bar{P}_\tau(\tau, x', x)$, имеющую следующий вероятностный смысл: $\bar{P}_\tau(\tau, x', x) dx$ представляет собой вероятность того, что квант, имеющий при поглощении на глубине τ частоту x' , после ряда рассеяний выйдет из границы $\tau = 0$ среды, причем его частота будет находиться в интервале частот $x, x + dx$. Функция $\bar{P}_\tau(\tau, x', x)$ удовлетворяет следующему интегральному уравнению (см. [11]):

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\tau_0}(\tau, x', x) &= \frac{\lambda}{2} e^{-\tau \alpha(x)} g(x', x) + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g(x', x'') \alpha(x'') \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'| \alpha(x'')} \bar{P}_{\tau_0}(\tau, x'', x) dx'', \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$g(x', x) = \frac{r(x', x)}{\alpha(x')}.$$

Обозначим

$$P_{\tau_0}(\tau, x', x) = \alpha(x') \bar{P}_{\tau_0}(\tau, x', x).$$

Тогда уравнение (28) переписывается в виде

$$\begin{aligned} P_{\tau_0}(\tau, x', x) &= \frac{\lambda}{2} e^{-\tau \alpha(x)} r(x', x) + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'') dx'' \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'| \alpha(x'')} P_{\tau_0}(\tau, x'', x) dx''. \end{aligned} \quad (29)$$

Применяя подход, развитый в работах [15, 16], можно получить следующее соотношение, связывающее функции $P_{\infty}(\tau, x', x)$ и $P_{\tau_0}(\tau, x', x)$,

$$\begin{aligned} P_{\infty}(\tau, x', x) &= P_{\tau_0}(\tau, x', x) + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} Y(\tau_0, x', x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x'', x''') P_{\tau_0}(\tau_0 - \tau, x''', x) dx'''. \end{aligned} \quad (30)$$

Наряду с уравнением (29) рассмотрим интегральное уравнение относительно функции источника

$$S_{\tau_0}(\tau, x) = \frac{n_2 A_{n1} \varphi(x)}{n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2} = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') [I^+(\tau, x') + I^-(\tau, x')] dx'. \quad (31)$$

Указанное уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} S_{\tau_0}(\tau, x) &= \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') dx' \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'| \alpha(x')} S_{\tau_0}(\tau', x') d\tau' dx' + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\tau \alpha(x')} r(x, x') I_0^+(x') dx'. \end{aligned} \quad (32)$$

Уравнения (28) и (32) имеют одинаковые ядра и отличаются только свободным членом. Их сравнение приводит к соотношению

$$S_{\tau_0}(\tau, x) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\tau_0}(\tau, x, x') I_0^+(x') dx'. \quad (33)$$

Умножая обе части уравнения (29) на $I_0^+(x)$ и интегрируя по x от $-\infty$ до $+\infty$, получаем аналогичную связь для функций $S_{\tau_0}(\tau, x)$ и $S_{\tau_0}(\tau, x)$:

$$S_{\tau_0}(\tau, x) = S_{\tau_0}(\tau, x) + \int_{-\infty}^{\infty} Y(\tau_0, x, x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', x'') S_{\tau_0}(\tau_0 - \tau, x'') dx''. \quad (34)$$

Пользуясь разложением (15), (23), соотношение (34) преобразуем к виду

$$S_{k\tau_0}(\tau) = S_{k\tau_0}(\tau) + \sum_{i=0}^n \sum_{p=0}^n Y_{ki}(\tau_0) \rho_{ip} S_{p\tau_0}(\tau_0 - \tau). \quad (35)$$

Здесь

$$S_{k\tau_0}(\tau) = \frac{\lambda}{2} A_k (I_{k\tau_0}^+(\tau) + I_{k\tau_0}^-(\tau)). \quad (36)$$

Заменяя в (35) τ на $\tau_0 - \tau$, будем иметь

$$S_{k\tau_0}(\tau_0 - \tau) = S_{k\tau_0}(\tau_0 - \tau) + \sum_{i=0}^n \sum_{p=0}^n Y_{ki} \rho_{ip} S_{p\tau_0}(\tau). \quad (37)$$

Складывая и вычитая (35) и (37), получаем отдельные уравнения:

$$S_{k\tau_0}^{\pm}(\tau, \tau_0) = S_{k\tau_0}^{\pm}(\tau, \tau_0) \pm \sum_{i=0}^n \sum_{p=0}^n Y_{ki} \rho_{ip} S_{p\tau_0}^{\pm}(\tau, \tau_0), \quad (38)$$

где

$$S_{k\tau_0}^{\pm}(\tau, \tau_0) = S_{k\tau_0}(\tau) \pm S_{k\tau_0}(\tau_0 - \tau).$$

Интегрируя уравнение (35) по τ от 0 до τ_0 , получаем:

$$Q_k(\tau_0) = \sum_{p=0}^n (J + \tilde{Y}_p)_{kp}^{-1} \frac{\lambda}{2} A_p \int_0^{\tau_0} (I_{p\tau_0}^+(\tau) + I_{p\tau_0}^-(\tau)) d\tau. \quad (39)$$

С учетом разложения (16) соотношение (10) принимает вид

$$y_0 = \tau_0 + \frac{\lambda}{2} \tau_0^{1/4} \int_0^{\tau_0} (I_{1\tau_0}^+(\tau) + I_{1\tau_0}^-(\tau)) d\tau = \tau_0 + \frac{\lambda}{2} \tau_0^{1/4} Q_1(\tau_0). \quad (40)$$

5. Численные результаты. Ниже приводятся результаты численных расчетов в 4-ом и 8-ом приближениях для доплеровского закона перераспределения. В этом случае имеем

$$a(x) = e^{-x^2}; \quad r(x, x') = \int_{\max(|x|, |x'|)}^{\infty} e^{-t^2} dt, \quad (41)$$

а разложение (15) имеет вид (см. [23, 24]):

$$r(x, x') = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} \frac{e^{-x^2} H_{2k}(x) e^{-x'^2} H_{2k}(x')}{2^{2k} (2k)! \sqrt{\pi}}, \quad (42)$$

где $H_k(x)$ — полином Эрмита k -ой степени.

Все вычисления производились на ЭВМ. Программы написаны на языке РЛ/1. На вычисление уходило примерно 30 минут.

Перепишем задачу (23) в матричной форме

$$\frac{d\tilde{Y}}{d\tau} = -G\tilde{Y}. \quad (43)$$

Решение уравнения (43) представим в виде степенного матричного ряда:

$$\tilde{Y}(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k G^k \tau^k}{k!}. \quad (44)$$

Для определения матрицы \tilde{Y} сперва вычислим G^k , после чего матричный ряд (44) для фиксированных значений τ_0 , начиная от $\tau_0 = 0.1$ до $\tau_0 = 10$. Процесс вычисления матричного ряда (44) прекращался, как только элементы последнего члена ряда (44) становились меньше 10^{-6} . Далее, матрицы $(J \pm \tilde{Y}\rho)^{-1}$ определяются по стандартным алгоритмам (см. [25, 26]). После нахождения обратных матриц $(J \pm \tilde{Y}\rho)^{-1}$ определяется матрица-функция $\tilde{R}(\tau)$, $\tau \in [0, \tau_0]$. Знание $\tilde{R}(\tau)$, $\tau \in [0, \tau_0]$ позволяет определить внутренний режим в среде толщины τ_0 путем решения задачи Коши (17) для I_k^* .

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ РЕАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ОТ ПРЕДЕЛЬНОЙ $\tau_0 = \tau_0(y_0)$ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ λ И x

1	$x=0.3$			$x=0.5$			$x=1$		
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
λ	0.9	0.98	0.995	0.9	0.98	0.995	0.9	0.98	0.995
0.1	0.164	0.194	0.209	0.207	0.256	0.281	0.314	0.412	0.462
0.2	0.326	0.385	0.415	0.409	0.509	0.559	0.620	0.818	0.918
0.3	0.485	0.575	0.621	0.609	0.758	0.834	0.918	1.216	1.369
0.4	0.643	0.763	0.824	0.804	1.004	1.107	1.208	1.609	1.814
0.5	0.798	0.949	1.026	0.996	1.247	1.377	1.492	1.995	2.254
0.6	0.951	1.133	1.227	1.185	1.488	1.645	1.769	2.375	2.689
0.7	1.102	1.315	1.426	1.370	1.725	1.910	2.041	2.750	3.121
0.8	1.252	1.496	1.624	1.553	1.959	2.174	2.306	3.119	3.547
0.9	1.399	1.675	1.821	1.733	2.192	2.435	2.566	3.483	3.969
1.	1.546	1.853	2.016	1.910	2.421	2.694	2.820	3.842	4.388
1.2	1.834	2.204	2.404	2.257	2.873	3.206	3.315	4.546	5.212
1.4	2.117	2.550	2.786	2.596	3.316	3.711	3.791	5.232	6.022
1.6	2.396	2.890	3.165	2.926	3.751	4.209	4.252	5.902	6.817
1.8	2.669	3.227	3.540	3.249	4.178	4.700	4.697	6.556	7.600
2.	2.939	3.559	3.911	3.565	4.598	5.186	5.129	7.196	8.371
2.2	3.205	3.887	4.279	3.875	5.011	5.665	5.549	7.822	9.130
2.4	3.467	4.211	4.644	4.179	5.418	6.139	5.958	8.436	9.879
2.6	3.727	4.531	5.005	4.478	5.815	6.609	6.359	9.038	10.618
2.8	3.984	4.849	5.364	4.772	6.214	7.074	6.746	9.629	11.347
3.	4.238	5.163	5.720	5.063	6.605	7.533	7.126	10.209	12.067
3.2	4.489	5.474	6.074	5.349	6.990	7.989	7.499	10.780	12.778
3.4	4.739	5.782	6.425	5.632	7.371	8.441	7.864	11.341	13.482
3.6	4.987	6.088	6.773	5.911	7.747	8.889	8.222	11.893	14.177
3.8	5.232	6.391	7.119	6.187	8.119	9.333	8.574	12.438	14.865
4.	5.476	6.692	7.464	6.460	8.487	9.773	8.920	12.974	15.546
5.	6.673	8.164	9.156	7.788	10.273	11.927	10.576	15.547	18.547
6.	7.839	9.590	10.807	9.066	11.984	14.011	12.131	17.968	22.022
7.	8.984	10.980	12.422	10.307	13.633	16.037	13.614	20.267	25.073
8.	10.112	12.339	14.007	11.519	15.231	18.012	15.039	22.463	28.023
9.	11.226	13.672	15.565	12.711	16.786	19.942	16.421	24.572	30.884
10.	12.329	14.982	17.101	13.883	18.304	21.834	17.766	26.608	30.669

Заметим, что второй способ с вычислительной точки зрения обладает очевидным преимуществом по сравнению с первым. В самом деле, во втором случае, зная только внутренний режим полубесконечной среды, нам удастся найти из простого соотношения (39) сразу интеграл, входящий в (16). Следует отметить, что результаты численных расчетов, выполненных по двум различным способам, весьма хорошо согласованы (в третьем знаке после запятой):

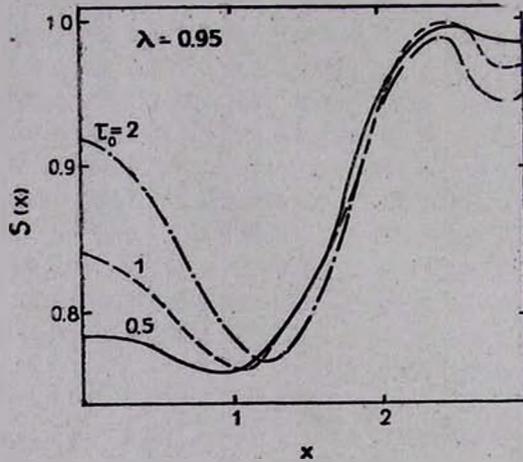


Рис. 1. Зависимость функции источника от частоты при $\tau = 0$, $\lambda = 0.95$ для различных значений τ_0 в 8-м приближении.

На рис. 1 изображена зависимость функции источника $S_*(\tau, x)$ от частоты при $\tau = 0$, $\lambda = 0.95$ для среды $\tau_0 = 0.5; 1; 2$, выполненная вторым способом в 8-ом приближении.

В табл. 1 приведена зависимость реальной оптической толщины от предельной при различных значениях λ и параметра $\kappa = I_0^+ \gamma = 0.3; 0.5; 1$, который характеризует отношение вынужденного излучения к спонтанному. Из приведенной таблицы видно, что при $\kappa \geq 0.5$ происходит заметное просветление среды и нелинейные эффекты становятся существенными.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Н. Б. Енгибаряну, под руководством которого выполнена настоящая работа.

Институт прикладных
проблем физики
АН Арм.ССР
ВЦ Мян. связи Арм.ССР

ON A NONLINEAR PROBLEM OF NONCOHERENT SCATTERING IN A ONE-DIMENSIONAL MEDIUM

A. KH. KHACHATRIAN, A. A. HAKOPIAN

The present paper considers the nonlinear transfer problem within the spectral line in the layer of finite thickness in one-dimensional approximation at general frequency redistribution laws. Numerical calculations in the 4th and 8th approximations are performed for the Doppler law of redistribution. The dependence of the real optical thickness on the finite one are presented in the tables.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм.ССР, 39, 159, 1964.
2. Н. Б. Егибарян, Астрофизика, 1, 297, 1965.
3. Н. Б. Егибарян, Астрофизика, 2, 297, 1966.
4. Р. С. Варданян, Н. Б. Егибарян, ДАН Арм.ССР, 49, 3, 1969.
5. Р. С. Варданян, Уч. Зап., ЕрГУ, 3, 36, 1971.
6. Н. Б. Егибарян, А. Х. Хачатрян, Астрофизика, 23, 145, 1985.
7. J. Oxburgh, JQSRT, 5, 771, 1965.
8. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
9. R. Milkey, D. Mihalas, Ap. J., 185, 709, 1973.
10. Н. Б. Егибарян, Астрофизика, 7, 573, 1971.
11. Н. Б. Егибарян, А. Г. Никозосян, Астрофизика, 8, 71, 1972.
12. N. B. Yengibarian, A. G. Nikoghosian, JQSRT, 13, 787, 1973.
13. М. С. Геворкян, Н. Б. Егибарян, А. Г. Никозосян, Астрофизика, 11, 455, 1975.
14. Н. Б. Егибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 3, 1974.
15. Н. Б. Егибарян, М. А. Мнацаканян, Мат. заметки, 19, 927, 1976.
16. М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 225, 1049, 1975.
17. М. С. Геворкян, Тем. Сб. научных трудов, Ереван, 1979.
18. М. С. Геворкян, А. Х. Хачатрян, Астрофизика, 22, 599, 1985.
19. R. S. Vardanian, A. Kh. Khachatrian, Phys. Stat. Sol. (in press).
20. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
21. В. В. Соболев, Вестн. ЛГУ, 11, 99, 1955.
22. Н. Б. Егибарян, В. Д. Тумасов, Мат. анализ и его приложения, Ереван, 1980.
23. D. Hummer, M. N. RAS, 125, 21, 1962.
24. W. Уппо, Ap. J., 129, 389, 1959.
25. Р. Беллман, Введение в теорию матриц, Наука, М., 1969.
26. Б. П. Демидович, И. А. Марон, Основы вычислительной математики, Наука, М., 1963.

УДК 524.35

МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ЧАСТОТАХ ЛИНИЙ

В. М. СЕРБИН

Поступила 10 июня 1985

Принята к печати 20 июля 1985

Предлагается итеративный метод расчета поля излучения в частотах спектральной линии для плоскопараллельных движущихся атмосфер при предположении о полном перераспределении по частотам. Он является обобщением на атмосферы произвольной оптической толщины метода Шармера [7]. В основе лежит использование для получения функции источников в линии приближенного соотношения между полной функцией источников и интенсивностью. Уже начальное приближение дает функцию источников в линии с погрешностью, не превышающей несколько десятков процентов при любых значениях физических параметров, которые представляют интерес для астрофизики. В ходе дальнейших итераций необходимо находить формальное решение уравнения переноса излучения. Время расчета функции источников в линии предлагаемым методом лишь в 3—5 раз превосходит время, необходимое для получения формального решения уравнения переноса излучения. Это в несколько раз меньше, чем в обычно используемых методах Райбки или Фотрие.

1. *Введение.* Имеется несколько общих гибких методов расчета полей излучения в движущихся плоскопараллельных атмосферах. Это метод Фотрие [1], метод Райбки [2], интегральные методы [3, 4] и методы возмущений [5—7]. Все они требуют проведения вычислений большого объема. Первые два основаны на прямом решении интегродифференциального уравнения переноса излучения с использованием дискретизации по независимым переменным. Эти переменные следующие: τ —оптическая глубина в центре линии для неподвижной атмосферы, μ —косинус угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к верхней ($\tau=0$) границе, x —безразмерная частота, выражаемая в единицах доплеровской ширины $\Delta\nu$. В методе Райбки существенно учитывается тот факт, что в случае полного перераспределения по частотам функция источников в линии не зависит от частоты, за счет чего достигается значительная экономия машинного времени по сравнению с методом Фотрие. Однако метод Фотрие является более общим. Он применим и для случая рассеяния с частичным перераспределением по частотам.

В методах [3, 4] уравнение переноса излучения записывается в интегральной форме—в виде интегрального уравнения для функции источников в линии. Получающаяся в результате дискретизации по независимым переменным система линейных алгебраических уравнений для вектора значений функции источников в точках разбиения по τ легко решается.

В методах [5, 6] предлагается находить приближенную функцию источников методом Фотрие с использованием малого числа узлов по μ (angle quadrature perturbation technique, AQPT [5]), или по x (frequency quadrature perturbation technique, FQPT [6]). Используется не более 1—2 узлов по μ или x , соответственно. В методе Шармера [7] уравнение переноса излучения записывается в интегральной форме. Интеграл по переменной τ вычисляется по одноточечной квадратурной формуле (depth quadrature perturbation technique, DQPT), а приближенный вектор значений функции источников находится, как и в методах [3, 4]. Дальнейшее уточнение решения во всех трех методах ([5—7]) осуществляется итерациями, причем на каждом шаге итерационного процесса необходимо находить формальное решение уравнения переноса излучения. Это делается методами Райбки или Фотрие, но уже по «нормальному» числу узлов по всем переменным.

В [7] метод возмущений по оптической глубине был сформулирован для полубесконечных атмосфер. Он является, насколько нам известно, наиболее экономичным по времени расчета из всех имеющихся методов. В данной работе метод [7] обобщается на атмосферы произвольной оптической толщины. Единственное его существенное ограничение—разность скоростей расширения в атмосфере не должна превышать нескольких тепловых. Такое ограничение является естественным для методов решения уравнения переноса излучения, основанных на записи уравнения переноса в лабораторной системе отсчета [8, §14.1].

2. *Основные уравнения.* Решение уравнения переноса излучения для отдельной спектральной линии представляет в настоящее время ограниченный интерес. При построении моделей реальных астрофизических объектов, как правило, необходимо учитывать тот факт, что рассматриваемая линия образуется при переходах между уровнями атома со многими уровнями.

Известны два альтернативных метода решения многоуровневых задач—метод полной линеаризации [9] и метод эквивалентного двухуровневого атома [10] (см. также [3, 8]). Мы сформулируем метод возмущений по оптической глубине так, чтобы его можно было применить в методе [10].

Для плоскопараллельной атмосферы, вещество которой движется со скоростью $v(z)$, направленной по нормали к слоям, уравнение переноса

излучения для интенсивности $I_x = I(z, \mu, x)$ в частотах спектральной линии, записанное в системе отсчета, связанной с неподвижным наблюдателем, при предположении о полном перераспределении по частотам имеет вид [8, §14.1; 10]

$$\mu \frac{dI_x}{dz} = k_x(S - I_x) + k^c(S^c - I_x), \quad (1)$$

где z — геометрическая глубина в атмосфере, $k^c = k^c(z)$ — коэффициент поглощения в континууме, $S = S(z)$ — функция источников в линии, пропорциональная степени возбуждения атомов, $S^c = S^c(z)$ — функция источников в континууме. Коэффициент поглощения в линии равен

$$k_x = k_x(z) = k_{x_0}(z) \varphi_{x'}. \quad (2)$$

В формуле (2) $x' = x - \mu v(z)$ — частота в системе отсчета, связанной с движущимся веществом, x_0 — центральная частота линии, $\varphi_{x'} = \varphi(x', z)$ —

нормированный профиль поглощения $\left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, z) dx = 1 \right)$. Например,

в случае доплеровского профиля

$$\varphi(x', z) = \pi^{-1/2} \delta^{-1}(z) \exp\{-[x - \mu v(z)]^2 / \delta^2(z)\}, \quad (3)$$

где $\delta(z)$ определяет доплеровскую ширину в единицах ее значения в заранее выбранной точке атмосферы z^* , так что $\delta(z) = \Delta\nu(z) / \Delta\nu(z^*)$. Скорость $v(z)$ измеряется в единицах тепловой скорости.

В случае полного перераспределения по частотам функция источников в линии не зависит от частоты и определяется выражением [3, §11.1]

$$S = \frac{\bar{J} + \epsilon^* B}{1 + \epsilon^+}, \quad (4)$$

где

$$\bar{J} = \bar{J}(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x I_x dx, \quad (5)$$

величины $\epsilon^* = \epsilon^*(z)$ и $\epsilon^+ = \epsilon^+(z)$ определяются скоростью рождения и гибели фотонов в данной линии, соответственно, $B = B(z)$ — функция Планка.

Вводя новую переменную—мономатическое оптическое расстояние от верхней границы ($z = z_{\max}$) вдоль луча зрения

$$\tau_x(z, \mu, x) = \frac{1}{\mu} \int_z^{z_{\max}} [k_x + k^c] dz', \quad (6)$$

можем записать (1) в виде

$$\frac{dI_x}{d\tau_x} = I_x - S_x, \quad (7)$$

где полная функция источников

$$S_x = \frac{\varphi_{x'}}{\varphi_{x'} + r} S + \frac{r}{\varphi_{x'} + r} S^c, \quad (8)$$

а через $r = r(z)$ обозначено отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре линии.

На каждом шаге глобального итерационного процесса в методе эквивалентного двухуровневого атома функции $e^*(z)$, $e^+(z)$, $v(z)$, $\delta(z)$, $S^c(z)$, $B(z)$, k_x , k^c считаются известными, а величина $v(z)$ — заданной.

Не ограничивая общности, предположим, что отсутствует излучение, освещающее атмосферу извне:

$$I(0, \mu, x) = 0, \quad I(z_{\max}, -\mu, x) = 0; \quad \mu > 0. \quad (9)$$

Тогда формальное решение уравнения переноса излучения запишется в виде

$$I_x = \Lambda_{\mu x} S_x \equiv \begin{cases} \int_{\tau_x}^{\tau_x^0} e^{-(\tau_x' - \tau_x)} S_x d\tau_x', & \mu > 0, \\ \int_0^{\tau_x} e^{-(\tau_x' - \tau_x)} S_x d\tau_x', & \mu < 0, \end{cases} \quad (10)$$

где $\tau_x^0 = \tau_x(0, \mu, x)$ — мономатическая оптическая толщина атмосферы вдоль наклонного луча зрения, $\Lambda_{\mu x}$ — мономатический Λ -оператор.

Подставляя это выражение для интенсивности в (5) и пользуясь (4) и (8), получим интегральное уравнение для функции источников в линии

$$(1 + \varepsilon^+) S = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{x'} \Lambda_{\mu x} \left[\frac{\varphi_{x''}}{\varphi_{x''} + r} S + \frac{r}{\varphi_{x''} + r} S^c \right] dx + \varepsilon^* B. \quad (11)$$

В (11) независимая переменная — геометрическая глубина z , величина $x'' = x - \mu z$ (z'), все функции в квадратных скобках в (11) зависят от z' , поскольку оператор $\Lambda_{\mu x}$ — интегральный.

3. *Одноточечная квадратурная формула.* В [7] для полубесконечной атмосферы получено приближенное соотношение между полной функцией источников S_x и интенсивностью I_x , которое у поверхности переходит в известное соотношение Эддингтона—Барбье [3, §V.1], а в глубоких слоях атмосферы отражает явление насыщения в ядре линии [11]. На основе этой формулы в [7] был построен эффективный алгоритм расчета функции источников в линии (в [12] приводится программа на языке FORTRAN, реализующая этот алгоритм). Аналогичное приближенное соотношение между S_x и I_x можно получать для атмосфер произвольной оптической толщины.

Предположим, что полная функция источников есть линейная функция от τ_x

$$S_x = a + b\tau_x.$$

Подставляя это выражение для S_x в (10), получим соотношение, связывающее I_x и S_x , которое можно записать в виде одноточечной квадратурной формулы

$$I_x^{\pm} = \Lambda_{\pm \mu x}^+ S_x = w^{\pm}(\tau_x) S_x(\tau_x^{\pm}), \quad (12)$$

где веса w^{\pm} и узлы τ_x^{\pm} даются выражениями

$$w^+ = 1 - e^{-(\tau_x^0 - \tau_x^-)}, \quad w^- = 1 - e^{-\tau_x^-}, \quad (13)$$

$$\tau_x^+ = [\tau_x - \tau_x^0 e^{-(\tau_x^0 - \tau_x^-)}] / w^+ + 1, \quad \tau_x^- = \tau_x / w^- - 1.$$

[Знак «+» относится к излучению, идущему вверх ($\mu > 0$), знак «-» — к излучению, идущему вниз ($\mu < 0$)]. Через $\Lambda_{\mu x}^+$ мы обозначили приближенный $\Lambda_{\mu x}$ — оператор, дающий точное значение для интенсивности в случае линейной зависимости функции источников от τ_x . Выражение для него можно записать в виде

$$\Lambda_{\pm\mu x}^{\pm} = w^{\pm} \int_0^{\tau_x^0} \delta(t_x - \tau_x^{\pm}) dt_x, \quad (14)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция. При $\tau_x^0 = \infty$ (12) переходит в формулу (46) из [7].

Нетрудно показать, что при $\tau_x = 0$, $\tau_x^0 \gg 1$, т. е. на верхней границе оптически толстой атмосферы (12) переходит в обычное соотношение Эддингтона — Барбье

$$I_x(\tau_x = 0) = \begin{cases} S_x(\tau_x = 1), & \mu > 0, \\ 0, & \mu < 0. \end{cases} \quad (15)$$

Второе соотношение в (15) выражает отсутствие излучения, падающего на атмосферу сверху. Для тех частот, на которых атмосфера не является оптически толстой ($\tau_x^0 \lesssim 1$), соотношение Эддингтона — Барбье неприменимо. Формула (12) при $\tau_x^0 \lesssim 1$ и $\tau_x = 0$ дает обобщение соотношения Эддингтона — Барбье на атмосферу конечной оптической толщины.

На противоположной границе ($\tau_x = \tau_x^0$) из (12) имеем

$$I_x(\tau_x^0) = \begin{cases} 0, & \mu > 0, \\ S_x(\tau_x = \tau_x^0 - 1), & \mu < 0, \end{cases} \quad \tau_x^0 \gg 1,$$

— «обращенное» (верх-низ) соотношение Эддингтона—Барбье и условие, которое выражает отсутствие излучения, падающего на атмосферу снизу.

Вдали от обеих границ атмосферы формула (12) дает ($\tau_x \gg 1$, $\tau_x^0 - \tau_x \gg 1$)

$$I_x(\tau_x) = S_x(\tau_x), \quad \mu \in [-1, 1]. \quad (16)$$

Это соотношение выражает так называемое насыщение ядра—излучение в ядре линии заперто и интенсивность равна функции источников [11, 7].

Отметим, что соотношение (12) идейно очень близко к так называемому вероятностному методу приближенного решения интегральных уравнений для функций источников, предложенному В. В. Соболевым [13] для задач о переносе излучения в линии. В самом деле, в соответствии с духом этого метода (другое его название—метод вынесения), функцию источников S_x надо вынести из-под знака интеграла в (10) в точке $\tau_x' = \tau_x$, что в глубоких слоях атмосферы приводит к соотношению (16), которое является предельным случаем (12). Таким образом, применение метода вынесения эквивалентно применению односточечной квадратурной фор-

мулы с узлами $\tau_x^{\pm} = \tau_x$ и весами $w^+ = 1 - e^{-\tau_x^0 - \tau_x}$, $w^- = 1 - e^{-\tau_x}$.

Согласно же нашей аппроксимации в промежуточных областях ($0 < \tau_x \lesssim 1$, $\tau_x^0 - 1 \lesssim \tau_x < \tau_x^0$) интенсивность на данной глубине пропорциональна (с весом ω^2) значению функции источников на некоторой другой глубине $-\tau_x$.

4. Алгоритм решения уравнения переноса излучения. Идея предлагаемого ниже метода решения уравнения переноса излучения принадлежит Г. Шармеру [7], который применил приближенное соотношение между функцией источников и интенсивностью (соотношение (12) при $\tau_x^0 = \infty$) для нахождения функции источников в линии в полубесконечных атмосферах. Использование одноточечной квадратурной формулы (12) позволит нам построить простой алгоритм расчета функции источников в атмосферах произвольной оптической толщины.

Воспользуемся очевидным равенством

$$I_x = \Lambda_{\mu x} S_x = \Lambda_{\mu x}^+ S_x + (\Lambda_{\mu x} - \Lambda_{\mu x}^+) S_x. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (11), имеем

$$\begin{aligned} (1 + \varepsilon^+) S - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x \Lambda_{\mu x}^+ \left[\frac{\varphi_{x^*}}{\varphi_{x^*} + r} S \right] dx = \\ = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x \left\{ (\Lambda_{\mu x} - \Lambda_{\mu x}^+) \left[\frac{\varphi_{x^*}}{\varphi_{x^*} + r} S \right] + \Lambda_{\mu x} \left[\frac{r}{\varphi_{x^*} + r} S^c \right] \right\} dx + \varepsilon^* B. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) решается итерациями. На первом шаге полагаем $\Lambda_{\mu x} - \Lambda_{\mu x}^+ \equiv 0$, откуда находится первое приближение для функции источников. Обозначив

$$LS = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x \Lambda_{\mu x} \left[\frac{\varphi_{x^*}}{\varphi_{x^*} + r} S \right] dx, \quad (19)$$

$$L^c S^c = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x \Lambda_{\mu x} \left[\frac{r}{\varphi_{x^*} + r} S^c \right] dx, \quad (19a)$$

$$L^+ S = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x \Lambda_{\mu x}^+ \left[\frac{\varphi_{x^*}}{\varphi_{x^*} + r} S \right] dx, \quad (19b)$$

можем записать итерационную схему расчета S в виде

$$S^{i+1} = A^{-1} \{ LS^i - L^+ S^i + L^c S^c + \varepsilon^* B \}, \quad (20)$$

где $A = 1 + \varepsilon^+ - L^+$, A^{-1} — оператор, обратный A . Вычисление LS или $L^c S^c$ есть нахождение усредненной по профилю средней интенсивности \bar{J} по заданной функции источников, что требует формального решения уравнения переноса излучения. Находить это формальное решение можно разными способами. В настоящей работе \bar{J} рассчитывалось по заданной S_x методом Райбики (см. [8, §6.3]).

Покажем теперь, что после выполнения дискретизации по глубине уравнение (18) становится матричным относительно вектора значений функции источников $\{S(z_i)\} = \{S_i\}$, а действие оператора L^+ на S сводится просто к умножению матрицы на вектор.

Учитывая, что $\varphi(x', z) = \varphi(-x', z)$, $\tau_x(z, \mu, x) = -\tau_x(z, -\mu, -x)$ [8, § 14.1] и используя (14), перепишем (19б) в виде

$$L^+ S = \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi_{x'} \left\{ \omega^+ \int_0^{\tau_x^0} \delta(\tau_x - \tau_x^+) \frac{\varphi_{x''}}{\varphi_{x''} + r} S d\tau_x + \right. \\ \left. + \omega^- \int_0^{\tau_x^0} \delta(\tau_x - \tau_x^-) \frac{\varphi_{x''}}{\varphi_{x''} + r} S d\tau_x \right\}. \quad (21)$$

Выполним теперь дискретизацию по переменным z, μ, x . Введем набор точек — узлов по глубине $\{z_i\}$, $i=1, \dots, ND$, частоте $\{x_j\}$, $j=1, \dots, NF$ и угловой переменной $\{\mu_k\}$, $k=1, \dots, NA$. Интегралы в (21) по частоте и угловой переменной заменим квадратурными суммами с весами WF_j и WA_k , соответственно. (О выборе $\{x_j\}$, $\{\mu_k\}$, WF_j , WA_k см., например, [8]). Для любой [величины $f(z_i, \mu_k, x_j)$ будем писать f_{ijk} . Тогда $L^+ S$ есть вектор, i -й компонент которого равен

$$\{L^+ S\}_i \equiv [L^+ S]_i = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{NA} WA_k \sum_{j=1}^{NF} WF_j \varphi_i \left\{ \omega_i^+ \left[\frac{\varphi_i}{\varphi_i + r_i} S_i + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\tau_i^+ - \tau_i}{\tau_{i+1} - \tau_i} \left(\frac{\varphi_{i+1}}{\varphi_{i+1} + r_{i+1}} S_{i+1} - \frac{\varphi_i}{\varphi_i + r_i} S_i \right) \right] + \right. \\ \left. + \omega_i^- \left[\frac{\varphi_m}{\varphi_m + r_m} S_m + \frac{\tau_i^- - \tau_m}{\tau_{m+1} - \tau_m} \left(\frac{\varphi_{m+1}}{\varphi_{m+1} + r_{m+1}} S_{m+1} - \frac{\varphi_m}{\varphi_m + r_m} S_m \right) \right] \right\}, \quad (22)$$

где индексы l и m таковы, что $\tau_l \leq \tau_l^+ < \tau_{l+1}$, $\tau_m \leq \tau_l^- < \tau_{m+1}$. Для нахождения функции $f(z)$ при $z_l \leq z \leq z_{l+1}$ использована линейная интерполяция. В нашем случае $f(z) = \frac{\varphi_{x^*} S}{\varphi_{x^*} + r}$. В (22) для упрощения записи индексы k, j у величин φ, τ, w опущены.

Процедура расчета матрицы L^+ следующая. Для каждого значения глубины, частоты и угловой переменной находятся веса W_{ik}^\pm и узлы τ_{ik}^\pm . Затем находятся индексы l и m и из (22) — соответствующие этим индексам элементы матрицы L_{il}^+, L_{il+1}^+ и L_{im}^+, L_{im+1}^+ . Подчеркнем, что матрица L^+ находится только один раз. Матрица $A_{ij} = (1 + \varepsilon_i^+) \delta_{ij} - L_{ij}^+$ обобщается также только один раз.

5. Численные эксперименты. Изложенный только что метод был реализован нами в виде программы на языке PLI в версии ОС ЕС ЭВМ. Время расчета этим методом функции источников пропорционально $ND^3 \cdot NF \cdot NA$ и для ЕС 1033 при $ND = 50, NF = 40, NA = 1$ составляет 30—40 с процессорного времени. Программа широко использовалась нами для расчета функций источников как в полубесконечных атмосферах, так и в атмосферах конечной оптической толщины. Ни в одном случае численных неустойчивостей не встретилось, хотя рассматривались и такие ситуации, когда функции $v(z), \delta(z), \varepsilon^+(z), B(z)$ сильно изменяются с глубиной. Итерационная процедура (20) всегда сходилась очень быстро. После 3—4 итераций изменения в функции источников в линии, как правило, не превосходят 1%. В том, что итерации сходятся к верному решению, мы убедились, сравнивая значения функции источников для неподвижных атмосфер, найденные описанным методом, со значениями, рассчитанными нами другими методами (методом аппроксимации ядра суммой экспонент [14] и методом Эврета-Лезера [15]; эти методы применимы для неподвижных атмосфер, $v(z) = 0$, атом—двухуровневый).

Отметим, что в описываемом методе уже начальное приближение дает функцию источников с погрешностью, не превышающей нескольких десятков процентов для любых значений физических параметров, которые представляют интерес для астрофизики. Такой точности вполне достаточно для большинства астрофизических приложений. Напомним, что начальное приближение находится путем решения уравнения (11) с $\Lambda_{\mu\lambda}$, замененным на $\Lambda_{\mu\lambda}^+$, т. е. используется матрица L^+ .

В качестве иллюстрации приведем результаты расчетов описанным методом функций источников для атмосферы конечной оптической толщины, состоящей из двухуровневых атомов. Считается, что атмосфера рас-

ширится со скоростью $v(\tau) = 4(e^{-c(\tau_0-\tau)} - e^{-c\tau})$, $\tau_0 = 10^3$ (рис. 1). Здесь τ — оптическая глубина в центре линии по нормали к слоям, τ_0 — оптическая толщина атмосферы. Профиль — доплеровский, $\varepsilon^+ = \varepsilon^- = 10^{-4}$, $r = 10^{-8}$, $B = S^c = 1$. Скорость в атмосфере изменяется от +4 тепловых на нижней границе до -4 тепловых на верхней. Середина атмосферы неподвижна относительно наблюдателя. Функция источников в линии симметрична относительно середины слоя. Для всех c для достижения сходимости в 1% оказалось достаточно 3—5 итераций.

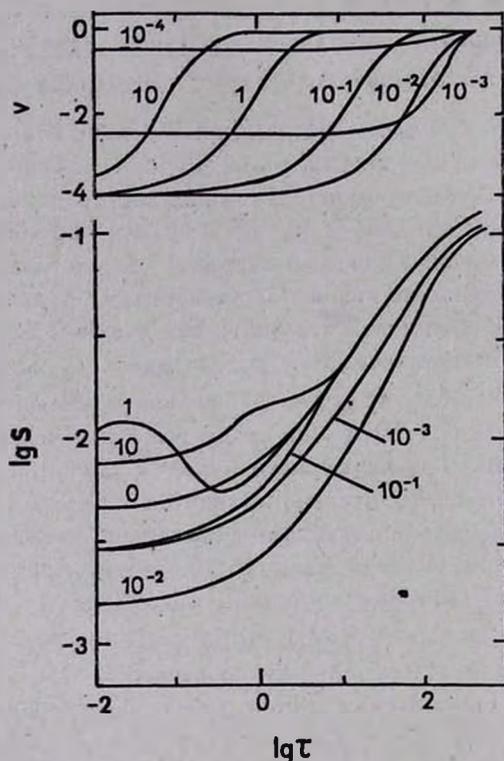


Рис. 1. Функция источников в однородной атмосфере конечной оптической толщины, расширяющейся со скоростью $v(\tau) = 4(e^{-c(\tau_0-\tau)} - e^{-c\tau})$. Числа у кривых — значения c . На верхнем рисунке приведены профили скорости.

Отметим, что функция источников в движущейся атмосфере может сильно отличаться от функции источников в неподвижной атмосфере, даже если атмосфера эффективно тонкая (т. е. если ее оптическая толщина меньше длины термализации — см. [8, §11.2]). Для полубесконечных атмосфер этот факт был отмечен в [7].

Характер зависимости функции источников от параметра c легко понять. При $c \lesssim 10^{-4}$ функция источников в движущейся атмосфере не отличается от функции источников в неподвижной атмосфере, так как при таких c скорость $v(\tau) \ll 1$ при всех τ . При $c \sim 0.01-0.1$ профиль скорости таков, что достаточно протяженные внешние части атмосферы (их оптическая толщина $\tau_1 \gg 1$) практически не взаимодействуют между собой, поэтому значение функции источников на поверхности атмосферы меньше соответствующего значения для неподвижной атмосферы оптической толщины τ_0 . С увеличением c ($c \sim 1$) все более протяженная внутренняя часть атмосферы покоится, а отлетают самые внешние части. Они перехватывают излучение, идущее в крыльях линии от внутренней части, где степень возбуждения высока, что приводит к увеличению степени возбуждения на границах. (Функция источников пропорциональна степени возбуждения). При еще больших c ($c \sim 10-100$) движение происходит только в самых внешних частях атмосферы ($\tau \ll 1$, $\tau_0 - \tau \ll 1$), оптическая толщина которых слишком мала, чтобы это привело к заметному увеличению степени возбуждения на границах.

6. *Заключение.* Предложенный метод расчета функций источников в линии является, по-видимому, самым экономичным по времени расчета из известных такого же класса общности. Временные затраты при решении этим методом уравнения переноса излучения в 3—5 раз меньше, чем методом Райбики. Метод можно обобщить на задачи с частичным перераспределением по частотам аналогично тому, как это было сделано в [16] для полубесконечных атмосфер. Метод допускает также обобщение на задачи со сферической геометрией. Описание этого обобщения, реализованного нами в виде устойчиво работающей эффективной программы, предполагается опубликовать отдельно.

Ленинградский государственный
университет

THE METHOD OF CALCULATION OF RADIATION FIELDS IN SPECTRAL LINES

V. M. SERBIN

The iterative method of calculation of radiation field in a spectral line in plane-parallel moving atmospheres with the complete frequency redistribution is proposed. The method is a generalization of the method of Scharmer [7], enabling one to treat atmospheres of arbitrary

optical thickness. The method is based on using the approximate relation between the total source function and the intensity. The initial approximation gives the line source function with errors $\lesssim 20 - 30\%$, for arbitrary values of the physical parameters encountered in astrophysical problems. In iterations of higher order the calculation of the formal solution of radiative transfer equation is needed. The computer time necessity is only 3—5 times greater than the time needed for the formal solution of radiative transfer equation. It is several times less than in the commonly used methods of Rybicki and Feautrier.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Feautrier, *Comp. R. Seanc. Acad. Sci.*, 258, 3189, 1964.
2. G. B. Rybicki, *JQSRT*, 11, 589, 1971.
3. R. G. Athay, *Radiation Transport in Spectral Lines*, Reidel, Dordrecht, 1972.
4. W. Kalkofen, in: "Spectrum Formation in Stars with Steady-State Extended Atmospheres", NBS Spec. Publ. N 332, U. S. Government Printing Office, Washington, 1970.
5. C. J. Cannon, *Ap. J.*, 185, 621, 1973.
6. C. J. Cannon, *JQSRT*, 13, 627, 1973.
7. G. B. Scharmer, *Ap. J.*, 249, 730, 1981.
8. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
9. L. H. Auer, J. N. Heasley, *Ap. J.*, 205, 165, 1976.
10. J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loesser, *Ap. J.*, 184, 605, 1973.
11. G. B. Rybicki, in: "Line Formation in Magnetic Fields", Boulder, NCAR, 1971.
12. G. Б. Scharmer, A. Nordlund, *Stockholm Astron. Obs. Rept.*, N 19, 1982.
13. В. В. Соболев, *Астроф. ж.*, 34, 694, 1957.
14. E. H. Avrett, D. G. Hummer, *M. N. RAS*, 130, 295, 1965.
15. E. H. Avrett, R. Loesser, *Smithsonian Instn. Astrophys. Obs. Special Rept.*, N 303, 1969.
16. G. B. Scharmer, *Astron. Astrophys.*, 117, 83, 1983.

УДК: 52.537.84

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ В ПАРАМЕТРИЗОВАННОЙ ПОСТ-НЬЮТОНОВСКОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКЕ

Н. П. БОНДАРЕНКО

Поступила 21 января 1985

Принята к печати 2 августа 1985

Магнитогиродинамика включена в параметризованный пост-ньютоновский формализм. Получены уравнения движения, законы сохранения и условия равновесия идеальной вращающейся жидкости.

1. *Введение.* Рассмотрение фигур равновесия идеальной вращающейся жидкости в рамках параметризованного пост-ньютоновского (ППН) формализма с учетом электрических и магнитных сил представляет интерес в связи с тем, что эффекты, обусловленные этими силами, сравнимы с эффектами пост-ньютоновского приближения (ПНП). ПН гидродинамика наиболее детально была разработана и применена к исследованию фигур равновесия Чандрасекаром [1—5]. Гринберг [6] получил ПН магнитогиродинамику (МГД). Уилл [7—9] построил ППН формализм, зависящий от 10 параметров и охватывающий все метрические теории в данном приближении. В консервативных теориях количество параметров уменьшается до трех: β , γ , ξ . В общей теории относительности (ОТО) $\beta = \gamma = 1$, а в скалярной теории Бранса—Дикке [10] $\gamma = (1 + \omega)/(2 + \omega)$, $\beta = 1$, $\xi = 0$.

Целью настоящей работы является включение магнитогиродинамики в ППН формализм и получение в этой теории условий равновесия идеальной вращающейся жидкости.

2. *Основные соотношения.* Из работ [6—8] следует, что метрика ППН формализма в консервативных теориях гравитации и при $\xi = 0$ с учетом магнитного поля должна иметь вид

$$g_{00} = 1 - \frac{2U}{c^2} + \frac{1}{c^4} (2\beta U^2 - 4\Phi),$$

$$g_{0\alpha} = \frac{1}{c^2} \left[\frac{1}{2} (4\gamma + 3) V_\alpha + \frac{1}{2} W_\alpha \right] \equiv \frac{1}{c^2} P_\alpha^*, \quad (1)$$

$$g_{\alpha\beta} = - \left(1 + \frac{2\gamma U}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta}, \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3)$$

и

$$g^{00} = 1 + \frac{2U}{c^2} + \frac{1}{c^4} (2\beta U^2 + 4\Phi),$$

$$g^{0\alpha} = \frac{1}{c^2} P_\alpha^*, \quad (2)$$

$$g^{\alpha\beta} = - \left(1 - \frac{2U}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta},$$

где

$$U = G \int \frac{\rho(x', t)}{|x - x'|} dt',$$

$$V_\alpha = G \int \frac{\rho(x', t) v_\alpha(x')}{|x - x'|} dt',$$

$$W_\alpha = G \int \frac{\rho(x', t) v_\beta(x') (x_\beta - x'_\beta) (x_\alpha - x'_\alpha)}{|x - x'|^3} dt', \quad (3)$$

$$\Phi = G \int \frac{\rho(x', t) \mathcal{O}(x', t)}{|x - x'|} dt',$$

$$\mathcal{O} = \frac{1}{2} (\gamma + 1) v^2 + \frac{1}{2} (3\gamma - 2\beta + 1) U + \frac{1}{2} \Pi + \frac{3}{2} \gamma \frac{P}{\rho} + \frac{H^2}{8\pi\rho}.$$

Здесь ρ — плотность жидкости, $v_\alpha = dx_\alpha/dt$ — трехскорость жидкости, P — изотропное давление, Π — внутренняя энергия, H — напряженность магнитного поля.

Компоненты четырехскорости $u^i = dx^i/ds$ ($i = 0, 1, 2, 3$), определяемые метрикой (1, 2), имеют вид

$$u^0 = 1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v^2 + U \right),$$

$$u^i = \frac{v_\alpha}{c} + \frac{v_\alpha}{c^3} \left(\frac{1}{2} v^2 + 3U \right), \quad (4)$$

и

$$u_0 = 1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v^2 - U \right),$$

$$u_\alpha = -\frac{v_\alpha}{c} + \frac{1}{c^2} \left[P_\alpha^* - (2\gamma + 1) U v_\alpha - \frac{1}{2} v^2 v_\alpha \right]. \quad (5)$$

Тензор энергии—импульса идеальной жидкости с учетом электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей определяется по формуле

$$T_{iy} = (\rho c^2 + \rho \Pi + P) u_i u_y - P g_{iy} - \frac{1}{4\pi} \left(F_i^k F_{ky} - \frac{1}{4} F_{lm} F^{lm} g_{iy} \right), \quad (6)$$

где F_{iy} — тензор электромагнитного поля, для пост-ньютоновского приближения:

$$F_{\alpha 0} = \frac{1}{c} E_\alpha, \quad F^{\alpha 0} = -\frac{1}{c} E_\alpha - \frac{1}{c^2} P_\beta^* H_{\alpha\beta},$$

$$F_{\alpha\beta} = H_{\alpha\beta}, \quad F^{\alpha\beta} = \left(1 - \frac{4U}{c^2} \right) H_{\alpha\beta}, \quad (7)$$

$$H_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\gamma\alpha\beta} H_\gamma,$$

где $\varepsilon_{\gamma\alpha\beta}$ — символ Леви-Чивитта.

Компоненты тензора энергии—импульса имеют вид:

$$T_{00} = \rho c^2 + \rho (v^2 + 2U + \Pi) + \frac{H^2}{8\pi},$$

$$T_{0\alpha} = -\rho v_\alpha c - \frac{\rho v_\alpha}{c} \left(\Pi + \frac{P}{\rho} + v^2 + 2\gamma U \right) + \frac{\rho}{c} P_\alpha^* - \frac{1}{4\pi c} (\vec{E} \times \vec{H})_\alpha,$$

$$T_{\alpha\beta} = \rho v_\alpha v_\beta + P \left(1 + \frac{2\gamma U}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta} + \frac{\rho v_\alpha v_\beta}{c^2} \left[\Pi + \frac{P}{\rho} + 2(2\gamma + 1) U + v^2 \right] -$$

$$- \frac{\rho}{c^2} (v_\alpha P_\beta^* + v_\beta P_\alpha^*) - \frac{1}{4\pi c^2} E_{\alpha\beta}^* - \frac{1}{4\pi} \left[1 - \frac{(6\gamma - 4)U}{c^2} \right] H_{\alpha\beta}^*, \quad (8)$$

и

$$T^{00} = \rho c^2 + \rho (\Pi + v^2 + 2U) + \frac{H^2}{8\pi},$$

$$T^{0\alpha} = \rho v_\alpha c + \frac{\rho v_\alpha}{c^2} \left(\Pi + \frac{P}{\rho} + v^2 + 2\gamma U \right) + \frac{1}{4\pi c} (\vec{E} \times \vec{H})_\alpha,$$

$$T^{\alpha\beta} = \rho v_\alpha v_\beta \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(v^2 + 2U + \Pi + \frac{P}{\rho} \right) \right] + \\ + P \left(1 - \frac{2\gamma U}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{4\pi c^2} E_{\alpha\beta}^* - \frac{1}{4\pi} \left[1 - \frac{(10\gamma - 4)U}{c^2} \right] H_{\alpha\beta}^*. \quad (9)$$

Здесь использованы сокращения

$$E_{\alpha\beta}^* = E_\alpha E_\beta - \frac{1}{2} E^2 \delta_{\alpha\beta}, \quad (10)$$

$$H_{\alpha\beta}^* = H_\alpha H_\beta - \frac{1}{2} H^2 \delta_{\alpha\beta}. \quad (11)$$

Символы Кристоффеля

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{km} \left(\frac{\partial g_{im}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{jm}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^m} \right), \quad (12)$$

вычисленные с необходимой точностью, имеют вид:

$$\Gamma_{00}^0 = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial t}, \\ \Gamma_{\alpha\alpha}^0 = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} + \frac{1}{c^4} \left[2(\gamma + \beta) U \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} - 2 \frac{\partial \Phi}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial P_\alpha^*}{\partial t} \right], \\ \Gamma_{\alpha\beta}^0 = \frac{1}{2c^2} \left[\frac{\partial P_\alpha^*}{\partial x_\beta} + \frac{\partial P_\beta^*}{\partial x_\alpha} - 2\gamma \frac{\partial U}{\partial t} \delta_{\alpha\beta} \right], \\ \Gamma_{\alpha 0}^0 = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial x_\alpha}, \\ \Gamma_{\alpha\beta}^\alpha = \frac{1}{c^2} \left[\gamma \frac{\partial U}{\partial t} \delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{4} (4\gamma + 3) (V_{\alpha, \beta} - V_{\beta, \alpha}) \right], \\ \Gamma_{\beta\sigma}^\alpha = \frac{\gamma}{c^2} \left[\frac{\partial U}{\partial x^\sigma} \delta_{\alpha\beta} + \frac{\partial U}{\partial x_\beta} \delta_{\alpha\sigma} - \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} \delta_{\beta\sigma} \right]. \quad (13)$$

3. Уравнения движения получаем из закона сохранения тензора энергии-импульса

$$T_{i; y}^y = 0. \quad (14)$$

При $i=0$ из (14) следует условие неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho + \frac{\rho}{c^2} (\Pi + v^2 + 2U) + \frac{1}{c^2} \frac{H^2}{8\pi} \right] +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \rho v_\alpha \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(\Pi + \frac{P}{\rho} + v^2 + 2U \right) + \frac{1}{4\pi c^2} (\vec{E} \times \vec{H})_\alpha \right] \right\} + \\
 & + \frac{1}{c^2} \left[(3\gamma - 2)\rho \frac{\partial U}{\partial t} \right] + \frac{1}{c^2} \left[3(\gamma - 1)\rho v_\alpha \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} \right] = 0. \quad (15)
 \end{aligned}$$

Положим $i = \alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$), получим из (14) уравнения движения

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \left[\sigma v_\alpha + \frac{1}{4\pi c^2} (\vec{E} \times \vec{H})_\alpha \right] + \frac{\partial}{\partial x_\beta} (\sigma v_\alpha v_\beta) - \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial E_{\alpha\beta}^*}{\partial x_\beta} - \\
 & - \rho \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \rho \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} \left[(\gamma + 1)v^2 + (3\gamma - 2\beta + 1)U + \Pi + 3\gamma \frac{P}{\rho} \right] + \\
 & + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[P \left(1 + \frac{3\gamma - 1}{c^2} U \right) \right] + \frac{1}{c^2} (5\gamma - 1) \rho v_\alpha v_\beta \frac{\partial U}{\partial x_\beta} - \\
 & - \frac{\rho}{c^2} \left(2 \frac{\partial \Phi}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial P_\alpha^*}{\partial t} \right) + \frac{2\rho v_\beta}{c^2} \left[\gamma \frac{\partial U}{\partial t} \delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{4} (2\gamma + 1) (V_{\alpha,\beta} - V_{\beta,\alpha}) \right] + \\
 & + \frac{1}{c^2} (3\gamma - 1) \rho v_\alpha \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{4\pi} \left[1 - \frac{(10\gamma - 4)U}{c^2} \right] \frac{\partial H_{\alpha\beta}^*}{\partial x_\beta} + \\
 & + \frac{\gamma + 1}{4\pi c^2} \left(H_\alpha H_\beta \frac{\partial U}{\partial x_\beta} - H^2 \frac{\partial U}{\partial x_\alpha} \right) = 0, \quad (16)
 \end{aligned}$$

где

$$\sigma = \rho \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(v^2 + 2U + \Pi + \frac{P}{\rho} \right) \right]. \quad (17)$$

Уравнение неразрывности (15) и уравнения движения (16) в отсутствие электрического и магнитного полей переходят в уравнения ППН формализма Уилла [7], при $\beta = \gamma = 1$ переходят в уравнения МГД ПНП ОТО

Гринберга [6], а при $\beta = \gamma = 1$ и $\vec{E} = \vec{H} = 0$ переходят в уравнения ПНП ОТО Чандрасекара [1].

4. **Законы сохранения.** Интегрируя уравнения (15) и (16) и используя результаты работ [1, 6, 8, 11, 16], после продолжительных вычислений получим следующие, необходимые нам в дальнейшем, сохраняющиеся величины:

1. Массу:

$$M = \int_V \rho^* d\tau,$$

где

$$\rho^* = \rho \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v^2 + 3\gamma U \right) \right]. \quad (18)$$

2. Импульс:

$$P_\alpha = \int_T \pi_\alpha d\tau,$$

где

$$\pi_\alpha = \rho \left\{ \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(v^2 + (5\gamma + 1)U + \Pi + \frac{P}{\rho} \right) \right] v_\alpha - P_\alpha \right\} + \frac{1}{4\pi c^2} (\vec{E} \times \vec{H})_\alpha. \quad (19)$$

3. Угловой момент:

$$L_\gamma = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \int_T \pi_\alpha x_\beta d\tau. \quad (20)$$

4. Общую энергию:

$$E = \int_T E d\tau,$$

где

$$\begin{aligned} E = & \rho \left\{ \frac{1}{2} v^2 - \frac{1}{2} U + \Pi + \frac{1}{8\pi\rho} H^2 + \right. \\ & + \frac{1}{c^2} \left[\frac{5}{8} v^4 + \frac{5}{2} \gamma v^2 U - \frac{3\gamma + 2}{2} U^2 + (3\gamma - 1) U \Pi + \right. \\ & \left. \left. + v^2 \left(\Pi + \frac{P}{\rho} \right) - \frac{1}{2} v_\alpha P_\alpha \right] \right\} + \frac{1}{8\pi c^2} [E^2 - (\gamma + 1) U H^2]. \quad (21) \end{aligned}$$

5.

$$I_1 = \int_T \vec{A} \cdot \nabla \times \vec{A} d\tau, \quad \vec{H} = \nabla \times \vec{A}. \quad (22)$$

6.

$$I_2 = \int_T \vec{H} \cdot \vec{v}^* d\tau,$$

где

$$\dot{v}_\alpha = v_\alpha + \frac{v_\alpha}{c^2} \left[\frac{v^2}{2} + (2\gamma + 1)U + \Pi + \frac{P}{\rho} \right] - \frac{P_\alpha}{c^2}. \quad (23)$$

5. *Условия равновесия.* Используя законы сохранения (18)—(23), составим функционал

$$T = \Xi + \vec{Q} \cdot \vec{L} + \lambda M + a_1 I_1 + a_2 I_2, \quad (24)$$

где \vec{Q} , λ , a_1 , a_2 — постоянные множители Лагранжа.

Варьирование производим по ρ , \vec{v} и \vec{A} . При этом учитываем следующие соотношения:

$$\int_V \rho \delta U d\tau = \int_V U \delta \rho d\tau, \quad (25)$$

$$\int_V \rho \vec{v} \cdot \delta \vec{P}^* d\tau = \int_V \vec{v} \cdot \vec{P}^* \delta \rho d\tau + \int_V \rho \vec{P}^* \delta \vec{v} d\tau, \quad (26)$$

$$\int_V \rho \delta \Phi d\tau = \int_V \Phi \delta \rho d\tau, \quad (27)$$

$$\rho \delta \Pi = \frac{P}{\rho} \delta \rho, \quad (28)$$

а также условия равновесия классической магнитогидродинамики [12] в членах при $1/c^2$:

$$\frac{1}{2} v^2 - U + \Pi + \frac{P}{\rho} + \vec{Q} \times \vec{r} \cdot \vec{v} + \lambda = 0, \quad (29)$$

$$\vec{v} + \vec{Q} \times \vec{r} + \frac{a_2}{\rho} \vec{H} = 0, \quad (30)$$

$$\frac{1}{4\pi} \nabla \times \vec{H} + 2a_1 \vec{H} + a_2 \nabla \times \vec{v} = 0 \quad (31)$$

и $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{H}$.

В силу независимости вариации $\delta \rho$, $\delta \vec{v}$, $\delta \vec{A}$, мы найдем, после продолжительных вычислений,

$$\begin{aligned} -\lambda = & \frac{1}{2} v^2 - U + \Pi + \frac{P}{\rho} + \vec{Q} \times \vec{r} \cdot \vec{v} + \\ & + \frac{1}{c^2} \left[\left[-\frac{1}{8} v^4 - \frac{2\gamma + 1}{2} U v^2 + \frac{9\gamma - 4\beta - 4}{2} U^2 - \right. \right. \end{aligned}$$

$$-\left(\frac{1}{2}v^2 + U\right)\left(\Pi + \frac{P}{\rho}\right) - 2\Phi + \vec{v} \cdot \vec{P}^* - \\ - \frac{\alpha_2}{\rho} \vec{H} \cdot \left[\vec{v} \left(\Pi + \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}v^2 + (2\gamma + 1)U \right) \div \vec{P}^* \right], \quad (32)$$

$$\vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{r} + \frac{\alpha_2}{\rho^*} \vec{H} = 0, \quad (33)$$

$$\nabla \times \vec{H} + 8\pi\alpha_1 \vec{H} + 4\pi\alpha_2 \nabla \times \vec{v}^* + \\ + \frac{1}{c^2} \nabla \times \{ [\vec{H}(\vec{\Omega} \times \vec{r} \cdot \vec{v}) - (\vec{H} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{r}) \vec{v}] - (\gamma + 1)U\vec{H} \} = 0. \quad (34)$$

Соотношения (32)—(34) являются системой МГД условий равновесия идеальной вращающейся жидкости в ППН формализме и обобщают аналогичные условия равновесия в ППН формализме [11], в ПНП ОТО [13—15] и в МГД ПНН ОТО [16].

Киевский политехнический
институт

THE EQUATION OF MOTION AND THE EQUILIBRIUM CONDITIONS FOR IDEAL ROTATING LIQUID IN PARAMETRIZED POST-NEWTONIAN MAGNETOHYDRODYNAMICS

N. P. BONDARENKO

Magnetohydrodynamics is involved in the parametrized post-Newtonian formalism. The equations of motion are obtained as well as the conservation laws and the equilibrium condition of ideal rotating liquid.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, Ap. J., 142, 1488, 1965.
2. S. Chandrasekhar, Ap. J., 147, 334, 1967.
3. S. Chandrasekhar, Ap. J., 148, 621, 1967.
4. S. Chandrasekhar, Ap. J., 167, 447, 1971.
5. S. Chandrasekhar, Ap. J., 167, 455, 1971.
6. P. J. Greenberg, Ap. J., 164, 589, 1971.
7. C. M. Will, Ap. J., 163, 611, 1971.
8. C. M. Will, Ap. J., 169, 125, 1971.

9. К. М. Уилл, В сб. «Общая теория относительности», ред. С. Хокинг, В. Израэль, Мир, М., 1983.
10. С. Brans, R. H. Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
11. Н. П. Бондаренко, Астрофизика, 23, 409, 1985.
12. J. Woltjer, Proc. U. S. Nat. Sci., 44, 833, 1958.
13. S. Chandrasekhar, Ap. J., 164, 589, 1967.
14. E. Krefetz, Ap. J., 143, 1004, 1966.
15. К. А. Pyragas, N. P. Bondarenko, O. V. Kravtsov, Astrophys. Space Sci., 27, 437, 1974.
16. N. P. Bondarenko, O. V. Kravtsov, Astrophys. Space Sci., 32, 379, 1975.

УДК: 524.86He⁴ВЗРЫВНОЕ ГОРЕНИЕ He⁴: I. КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ
ПРИ ПОСТОЯННЫХ ТЕМПЕРАТУРЕ И ПЛОТНОСТИ

А. М. ХОХЛОВ, Э. В. ЭРГМА

Поступила 1 марта 1985

Принята к печати 20 июля 1985

Рассмотрена кинетика горения He⁴ при постоянной температуре $T > 10^9$ К и плотности $\rho > 10^5$ г/см³. На плоскости ρ, T указаны области образования при горении He⁴ элементов группы железа и более легких нуклидов. Определена зависимость среднего атомного номера образующихся нуклидов от температуры и плотности (формула (8)). Для температур $T \geq 4 \cdot 10^9$ К обнаружен эффект «нейтронной вспышки», который может приводить к изменению изотопного состава присутствующих элементов γ и α — процессов. Найден интервал ρ и T , в котором возможно образование избыточного количества (по сравнению с NSE) элементов за железным пиком.

1. *Введение.* В настоящее время термоядерный взрыв вырожденного белого карлика (WD) в тесных двойных системах широко обсуждается в качестве модели сверхновой первого типа (SN I). Образование WD в тесных двойных системах изучалось в большом числе работ. Мы отсылаем читателя к недавнему обзору Ибена и Тутукова [1], в котором, в частности, грубо оценивается частота образования предсверхновых — углеродно-кислородных и гелиевых белых карликов (CO—WD, He—WD) в двойных системах. Кинетике горения углерода и нуклеосинтезу при взрывах CO—WD в литературе уделялось большое внимание [2—4]. Значительно менее изученным является взрывное горение гелия. В работе [5] изучалось горение He⁴ в условиях постоянного давления и низкой начальной температуры. Такие условия, как отмечают сами авторы, соответствуют скорее спокойному, а не взрывному горению He⁴. Например, при поджигании He⁴ сильной ударной волной (в режиме детонации) горение сразу начинается в условиях высокой температуры. Заметим также, что Хашимото и др. [5] не учитывали реакций с нейтронами, что оправдано только при $T < 4 \cdot 10^9$ К.

Одним из авторов (А. М. Х.) недавно изучалось горение He^4 при постоянных T и ρ [6]. Кинетическая схема, использованная в этой работе, была ограничена нуклидами с $A \leq 56$. Так как при $T \gtrsim 3 \cdot 10^9$ К возможно образование, особенно на ранней стадии горения, некоторого количества нуклидов тяжелее Ni, результаты этой работы, касающиеся высокотемпературного горения, требуют некоторого пересмотра.

В реальных астрофизических условиях горение He^4 приводит к выделению энергии и никогда не протекает при постоянных T и ρ . Изучение горения He^4 при $T = \text{const}$, $\rho = \text{const}$ тем не менее весьма полезно, т. к. позволяет изучить чисто кинетические особенности горения, отделив их от эффектов, связанных со сложной зависимостью теплоемкости вырожденного вещества от T и ρ , а также от гидродинамических эффектов, сопровождающих реальное горение. Подобные расчеты дают также зависимость от ρ и T различных характерных времен горения.

Настоящую статью мы посвящаем детальному изучению горения He^4 при постоянных T и ρ . В разделе 1 описаны сетка реакций и численный метод. В разделе 2 приведены результаты расчета горения He^4 . В заключении приводятся основные выводы. Горению гелия в реальных астрофизических условиях, в частности в детонационных волнах, мы предполагаем посвятить вторую часть работы.

2. Сетка реакций, метод расчета и некоторые другие детали. На рис. 1 приведена использованная нами кинетическая схема. Выбор нуклидов и реакций осуществлялся так, чтобы, во-первых, адекватно учесть захваты α -частиц не только на ядрах с атомными номерами $A \leq 56$, но и за железным пиком (вплоть до Kг). Во-вторых, чтобы учесть при высоких температурах $T \gtrsim 4 \cdot 10^9$ К смещение цепочки α -захватов вправо от линии $N=Z$ в область нейтроноизбыточных ядер (см. раздел 2). В зависимости от варианта в расчете использовалось большее или меньшее число нуклидов, приведенных на рис. 1. По заданному набору нуклидов наша программа автоматически строила сетку реакций, извлекая требуемые скорости из доступных ей каталогов. Эта мера избавляет от практически неизбежных ошибок, сопровождающих проведение такой операции вручную. Помимо основной $3\alpha \rightarrow \text{C}^{12}$ реакции учитывались парные реакции с α -частицами (He^4), протонами p и нейтронами n : (α, γ) , (α, n) , (α, p) , (p, γ) , (p, n) , (n, γ) и обратные к ним. Парных реакций достаточно для описания процессов α -захвата, а также последующей релаксации ядерного квазиравновесия NSQE [7]. Для описания релаксации ядерного статистического равновесия NSE были дополнительно включены $\text{C}^{12} \rightleftharpoons 3\alpha$, $\text{C}^{12} + \text{C}^{12}$, $\text{C}^{12} + \text{O}^{16}$, $\text{O}^{16} + \text{O}^{16}$ реакции, из которых первая

играет главную роль. Сечения, энергии связи и суммы по состояниям брались из работ [8—11].

Система дифференциальных уравнений ядерной кинетики для величин $Y_i = N_i / \rho N_a$, где N_i — концентрация частиц i -того сорта, ρ — плотность, N_a — число Авогадро, имела обычный вид (см., например, [12]) и здесь не приводится. Интегрирование системы, обладающей свойством жесткости, производилось методом Гира, адаптированным для ЭВМ БЭСМ-6 [13]. Требование к относительной погрешности интегрирования составляло $\epsilon = 10^{-3}$ для всех нуклидов с $Y_i \geq 10^{-8}$. Дополнительно производился контроль закона сохранения полного числа нуклонов в системе. Для этого на каждом шаге интегрирования вычислялась величина

$$\delta = |1 - \sum A_i Y_i|, \quad (1)$$

где A_i — атомный вес i -го нуклида.

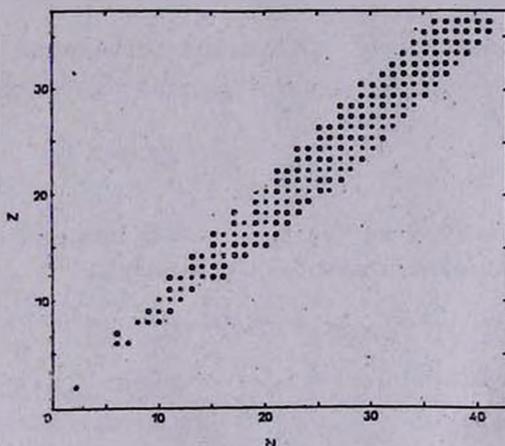


Рис. 1. Кинетическая схема. ● — стабильные нуклиды, ○ — нестабильные нуклиды.

Типичное число шагов, требовавшееся для расчета до состояния NSE составляло $N_{st} \sim 10^3 - 10^4$. Величина δ к концу расчета никогда не превосходила 10^{-6} , а ее изменение за один шаг значительно меньше ($\sim 10^{-6} / N_{st}$).

При проведении расчетов нас в частности интересовало установление в веществе состояния NSE и возникновение различного типа квазиравновесий NSQE. Напомним, что состояние NSE — это детальный баланс всех прямых и обратных ядерных реакций, обусловленных сильным и электромагнитным взаимодействием. Обилия нуклидов при NSE определяются из термодинамических принципов согласно соотношениям [14]:

$$\mu_i = (A_i - Z_i) \mu_n + Z_i \mu_p, \quad (2)$$

где

$$\mu_i = kT \ln \left\{ \frac{\rho N_a Y_i}{\omega_i} \left(\frac{2\pi \hbar^2 N_a}{kT} \right)^{3/2} \right\} + m_i c^2 \quad (3)$$

—химический потенциал i -го нуклида; ω_i , m_i , Z_i —его статистический вес, масса и атомный номер; \hbar , k , c —постоянные Планка, Больцмана и скорость света. Через μ_n , μ_p обозначены химические потенциалы свободных нейтронов и протонов. Состояние квазиравновесия в какой-либо группе нуклидов—это детальный баланс парных реакций $i(x, y)j$ между двумя любыми нуклидами i, j из группы. Здесь x, y — α -частица, протон, нейтрон или γ -квант. Обилия нуклидов, находящихся в квазиравновесии, связаны соотношениями [15]

$$\mu_i - \mu_j = (A_i - A_j + Z_j - Z_i) \mu_n + (Z_i - Z_j) \mu_p. \quad (4)$$

Заметим, что состояние NSQE не означает равновесия нуклидов i, j с легкими частицами α, p, n , но подразумевает равновесие между самими этими частицами,

$$\mu_\alpha = 2\mu_n + 2\mu_p, \quad (5)$$

которое есть частный случай (2) при $i = \alpha$. В процессе счета на каждом шаге и для каждого нуклида вычислялась величина

$$\delta_i = \lg \{ Y_i(t) / Y_i^*(t) \}. \quad (6)$$

Здесь $Y_i(t)$ — обилие i -того нуклида в момент t из решения системы кинетических уравнений, а обилия $Y_i^*(t)$ вычисляются следующим образом. Сначала, с использованием обилий протонов $Y_p(t)$ и нейтронов $Y_n(t)$, взятых из решения кинетических уравнений, по формуле (3) определяются химические потенциалы μ_n , μ_p , а затем по формулам (2), (3) — μ_i и $Y_i^*(t)$. Определенный таким образом $Y_i^*(t)$ не является обилием i -того нуклида в состоянии NSE, хотя и вычислен по формулам (2), (3). В рамках данного формализма легко убедиться, что

1. $\delta_p \equiv 0, \delta_n \equiv 0$.

2. В состоянии NSE все $\delta_i = 0$.

3. Для нуклидов, входящих в квазиравновесную группу, $\delta_i = \delta_j$, но, вообще говоря, $\delta_i \neq 0, \delta_j \neq 0$.

4. Выполнение соотношения (5) означает $\delta_\alpha = 0$.

дится по-существу к одному лишь первому этапу (при $T \lesssim 5 \cdot 10^9$ К, $\tau_e \gtrsim 1$ с, при $T = 3 \cdot 10^9$ К уже $\tau_e \gg 10^8$ с). Напротив, при достаточно высоких температурах τ_e становится порядка $\tau_{3\alpha}$ и разделение горения на два этапа невозможно.

Обсудим теперь в деталях характер горения He^4 в области $\tau_{3\alpha} \ll \tau_e$, т. е. выше пунктирной кривой рис. 2. Горение He^4 было рассчитано нами для целого ряда значений $\{\rho, T\}$, отмеченных на рис. 2 кружками (по поводу чисел в кружках см. ниже).

Пока первоначальный запас He^4 не исчерпан (первый этап), характер горения определяется в основном двумя конкурирующими процессами: образованием C^{12} в реакции $3\alpha \rightarrow \text{C}^{12}$ и последующим присоединением к родившимся ядрам α -частиц. Это хорошо иллюстрируют рис. 3а, 4б, на которых представлены результаты расчета для варианта с температурой $T = 2 \cdot 10^9$ К и плотностью $\rho = 10^7$ г/см³. Рис. 3а показывает изменения со временем обилий α -кратных нуклидов C^{12} , O^{16} , Ne^{20} , ... На рис. 4б для того же варианта в избранный момент времени приведены наиболее существенные потоки нуклидов. Стрелки показывают направление потока. Число рядом со стрелкой — чистый поток $J_{ik} = J_{ik}^+ - J_{ik}^-$, где J_{ik}^+ , J_{ik}^- — поток от нуклида i к нуклиду k и, наоборот, от k к i . Как видно из рисунков 3а и 4б, этот момент времени характеризуется, с одной стороны, тем, что He^4 все еще самый обильный нуклид. С другой стороны, уже практически установилось кинетическое равновесие (на рис. 4б для $A \lesssim 48$), т. е. для каждого нуклида приходящий поток уравнивается уходящим. Общая тенденция состоит в продвижении ядер от C^{12} в сторону больших A ; α -захваты в целом доминируют и потоки J_{ik} направлены вверх. Наиболее обильными являются α -кратные нуклиды. Вместе с тем, из рис. 3а, 4б видно, что горение не сводится к простейшей последовательности реакций $(A, Z) + \alpha \rightarrow (A + 4, Z + 2) + \gamma$ или $(A, Z) + \alpha \rightarrow (A + 3, Z + 1) + p \rightarrow (A + 4, Z + 2) + \gamma$ на α -кратных ядрах. В районе $\text{Mg}-\text{Ag}$ ряд обратных потоков сравним по величине с прямыми. Так, для момента времени, изображенного на рис. 4б, пара Mg^{26} , Al^{27} , например, имеет $J^+ = 26.1$, $J^- = 14.8$ и $J = J^+ - J^- = 11.3$, а для пары S^{28} , P^{31} $J^+ = 21.5$, $J^- = 24.0$, так что полный поток $J = J^+ - J^- = -2.5$ в отличие от остальных направлен в сторону меньших A .

Поскольку расходование He^4 происходит через $3\alpha \rightarrow \text{C}^{12}$ реакцию и путем присоединений α -частиц к тяжелым ядрам, то чем больше α -захватов приходится на один акт $3\alpha \rightarrow \text{C}^{12}$ реакции, тем меньше число образующихся в итоге тяжелых ядер и тем больше их атомный номер A^* . В рабо-

те [6] зависимость величины A^* от ρ и T была определена следующим образом: пусть $\tau_A(\rho, T) = (\lambda_A \rho Y_\alpha)^{-1}$ — характерное время захвата α -частицы нуклидом с атомным номером A (λ_A — скорость захвата, зависящая только от T). Очевидно, если $\tau_A \ll \tau_{3\alpha}$, то нуклид практически мгновенно захватывает α -частицу. Обилие этого нуклида будет низким.

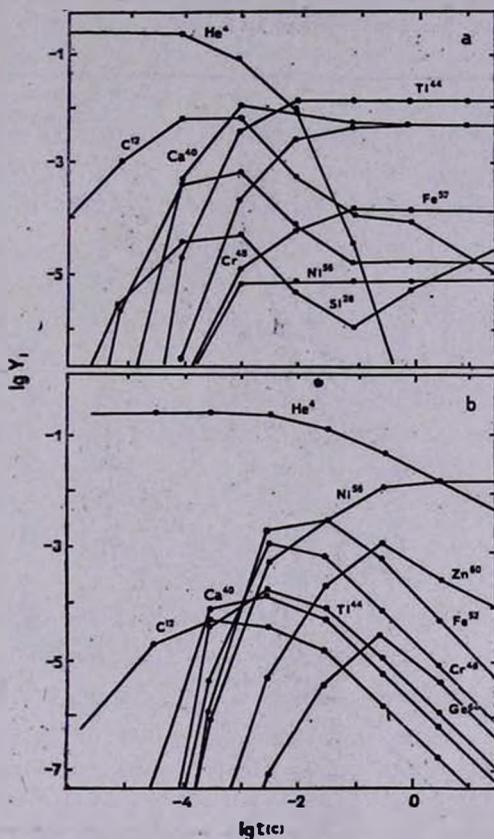


Рис. 3. Изменение со временем обилия различных нуклидов при горении He⁴: а — $\rho = 10^7$ г/см³, $T = 2 \cdot 10^9$ К; б — $\rho = 10^6$ г/см³, $T = 2.5 \cdot 10^9$ К.

Захваты α -частиц прекратятся на первом же нуклиде, у которого $\tau_A \gg \tau_{3\alpha}$. В результате произойдет накопление нуклидов с $A = A^*$. Так как величина $\tau_A/\tau_{3\alpha}$ резко увеличивается с A (растет кулоновский барьер реакции α -захвата), то на деле это означает, что нуклид с $A = A^* - 4$ имеет $\tau_A \approx \tau_{3\alpha}$, а у ядер с $A < A^* - 4$ уже $\tau_A \ll \tau_{3\alpha}$. Условие $\tau_{A^*-4} \approx \tau_{3\alpha}$ и дает величину A^* . Его можно, используя определение $\tau_{3\alpha}$ и τ_A , записать в виде

$$\frac{\tau_{A^*-4}}{\tau_{3\alpha}} = \frac{2.5 \cdot 10^5 \lambda_{3\alpha}(T)}{\lambda_{A^*-4}(T)} \left(\frac{\rho}{10^6}\right) \left(\frac{Y_\alpha}{0.25}\right) \approx 1. \quad (8)$$

Для оценок разумно взять исходное значение $Y_\alpha = 1/A_\alpha = 0.25$. Для заданных T и ρ формула (8) дает атомный номер нуклида A^* , на котором оканчивается цепочка α -захватов. В свою очередь, для каждого A^* формула (8) определяет некоторую кривую на плоскости ρ , T . Эти кривые

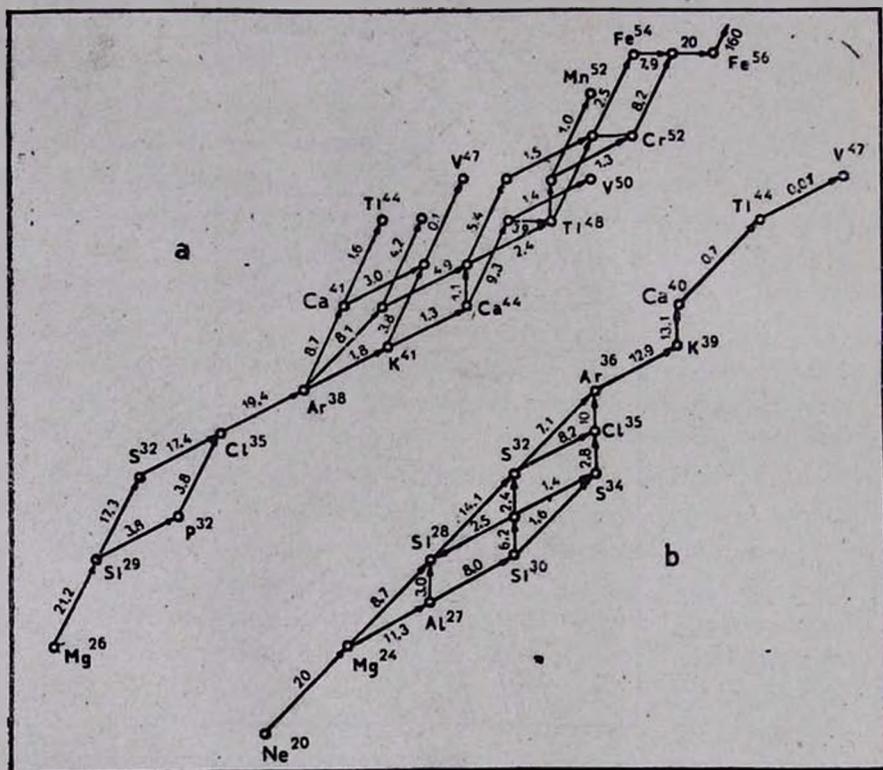


Рис. 4. Наиболее существенные потоки нуклидов при горении He^4 : а — $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$, $T = 5 \cdot 10^8 \text{ К}$, $t = 3.17 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; б — $\rho = 10^7 \text{ г/см}^3$, $T = 2 \cdot 10^8 \text{ К}$, $t = 1.14 \cdot 10^{-4} \text{ с}$; единица измерения потока — с^{-1} .

для отдельных значений A^* приведены на рис. 2. Правее каждой при сгорании He^4 образуются ядра с $A > A^*$, левее — с $A < A^*$. Несмотря на грубый качественный характер формулы (8), она неплохо описывает результаты вычислений. В кружках на рис. 2 показаны значения среднего атомного номера нуклидов, образовавшихся к моменту исчерпания He^4 (когда $Y_\alpha \approx 0.1 \cdot Y_\alpha(t=0)$). Видно, что точные (из решения полной кинетической схемы) и вычисленные по формуле (8) значения A^* хорошо совпадают в

области ρ , T , левее кривой $A^* = 56$. Правее кривой формула (8) перестает работать. Согласно (8), вправо от кривой $A^* = 56$ значение A должно увеличиваться (см. пунктирную кривую $A^* = 60$). Однако детальные расчеты правее кривой $A^* = 56$ также дают значение $A^* = 56$. Причина расхождения состоит в следующем. Формула (8) была получена в предположении, что захваты α -частиц при сгорании He⁴ доминируют над обратными процессами отщепления α -частиц. Это справедливо для ядер с $A < 56$, но не выполняется при $A > 56$. Для пояснения рассмотрим простейшую ситуацию, когда два ядра (A, Z) и $(A+4, Z+2)$ связаны реакцией (α, γ) . Поток J^+ от ядра A к ядру $(A+4)$ равен $J^+ = \rho N_\alpha \langle \sigma v \rangle_\alpha Y_A$, обратный поток $J^- = \lambda_\gamma Y_{A+4}$, где $\langle \sigma v \rangle_\alpha$, λ_γ — соответствующее сечение прямой и скорость обратной реакции. Используя условие детального баланса $J^+ = J^-$ при NSE, можно написать

$$\frac{J^+}{J^-} = \left(\frac{Y_{A+4}^*}{Y_A^*} \right) \left(\frac{Y_\alpha}{Y_\alpha^*} \right) \left(\frac{Y_A}{Y_{A+4}} \right), \quad (9)$$

где Y_A^* , Y_{A+4}^* , Y_α^* — обилия нуклидов (A, Z) , $(A+4, Z+2)$ и α -частиц в условиях NSE. Прямой поток будет доминировать над обратным при условии

$$\frac{Y_{A+4}}{Y_A} < \left(\frac{Y_{A+4}^*}{Y_A^*} \right) \left(\frac{Y_\alpha}{Y_\alpha^*} \right). \quad (10)$$

На первом этапе горения He⁴ — наиболее обильный нуклид, и $(Y_\alpha/Y_\alpha^*) \gg 1$. Рассмотрим, как ведет себя в зависимости от A первый сомножитель в (10). Ядра железного пика $A \approx 56$ имеют наибольшую по абсолютной величине энергию связи на нуклон. При NSE ядра с $A \approx 56$ обладают поэтому наибольшими обилиями, тогда как в сторону меньших и больших A обилия нуклидов резко убывают (тем быстрее, чем меньше температура). Для нуклидов с $A < 56$ мы следовательно имеем $Y_{A+4}^*/Y_A^* \gg 1$, а при $A > 56$, наоборот, $Y_{A+4}^*/Y_A^* \ll 1$. При $A < 56$ в правой части формулы (10) стоит произведение двух сомножителей, каждый из которых больше 1. Это означает, что прямой поток вполне может доминировать над обратным несмотря на то, что $Y_{A+4} > Y_A$. Благодаря этому в области $A < 56$, т. е. от C¹² до Fe волна α -захватов легко продвигает основную массу нуклидов в сторону увеличивающихся A , останавливаясь, в полном соответствии с формулой (8), лишь там, где τ_A оказывается много больше $\tau_{\alpha 2}$. Для нуклидов с $A > 56$ мы имеем в (10) произведение сомножителей, один из которых много больше, а другой много меньше единицы.

Из общих соображений утверждать что-либо о величине произведения невозможно, но расчеты горения, проведенные для ρ , T правее кривой $A^* = 56$, показывают, что это произведение заведомо не превосходит единицы. Именно поэтому волна α -захватов неспособна продвинуть основную массу нуклидов в область за железным пиком и сделать $A^* > 56$. (Прежде чем Y_{A+4} станет больше Y_A , что очевидно необходимо для дальнейшего увеличения A^* , обратный поток J^- скомпенсирует прямой поток J^+).

При горении He^4 в области ρ , T правее кривой $A^* = 56$ проявляется другой интересный эффект. За железным пиком волна α -захватов останавливается, как было указано, из-за того, что обратный поток возрастает и компенсирует прямой, $J^+ \approx J^-$. Согласно (10) условие $J^+ = J^-$ дает

$$\frac{Y_{A+4}}{Y_A} = \left(\frac{Y_\alpha}{Y_\alpha^*} \right) \left(\frac{Y_{A+4}^*}{Y_A^*} \right). \quad (11)$$

Так как компенсация происходит при $Y_\alpha \gg Y_\alpha^*$, соотношение (11) означает, что нуклиды за железным пиком будут образовываться в избытке по сравнению со своими NSE-обилиями (хотя их число и будет ниже, чем элементов группы железа). Для иллюстрации на рис. 3b приведен вариант (10^6 г/см³, $2,5 \cdot 10^9$ К). Видно, что обилия нуклидов с $A \sim 60$ достигают максимума при $t \sim 3$ с, а затем, с падением концентрации α -частиц, также начинают уменьшаться, стремясь к весьма низким NSE-значениям. На рис. 5 точками показан изотопный состав в области $A \sim 60$, соответствующий моменту времени $t \sim 1$ с. Кружками на этом же рисунке показан изотопный состав после мгновенного «вымораживания» ядерных реакций (например, связанного с расширением звезды после взрыва) и последующего распада нестабильных нуклидов. Здесь же приведен наблюдаемый изотопный состав, отнормированный на совпадение наблюдаемого и расчетного обилия Fe^{56} (кресты). В настоящей работе мы не ставили своей целью добиться совпадения изотопных составов. В частности в наших расчетах нейтронный избыток η равен нулю, тогда как наблюдения требуют малую, но положительную величину $\eta \approx 0.002$. Рис. 5 показывает только, что горение He^4 при температурах правее кривой $A^* = 56$ способно дать нуклиды с $A \approx 60$ в общем количестве, сравнимом с наблюдаемым. Варианты (10^6 г/см³, $3 \cdot 10^9$ К) и (10^7 г/см³, $3 \cdot 10^9$ К), расположенные сравнительно недалеко от кривой $A^* = 56$, показывают аналогичное поведение нуклидов за железным пиком. С увеличением температуры (при фиксированной плотности) эффект становится все менее заметным. Это легко понять, т. к. при NSE с ростом T и усилением процессов фотодиссоциации увеличивается доля свободных α -частиц Y_α^* . В соответствии

с формулой (11) компенсация потоков происходит при все меньшем отношении Y_{A+4}/Y_A . При $T \gtrsim 3.5 + 4 \cdot 10^9$ К эффект в количественном отношении уже столь мал, что его можно не принимать во внимание.

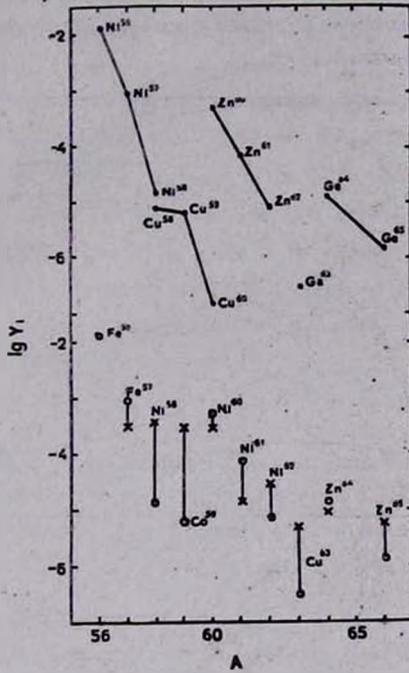


Рис. 5. Изотопный состав в области железного пика для варианта $\rho = 10^8$ г/см³, $T = 2.5 \cdot 10^9$ К в момент времени $t = 1$ с. ● — химический состав до вымораживания и распада; ○ — химический состав после распада; x — наблюдаемый химический состав.

Реакции типа (α, n) носят при горении He⁴ в основном эндотермический характер. Поэтому они начинают эффективно работать лишь при достаточно высоких температурах, когда энергия заметного количества α -частиц превышает пороги реакций. «Включение» (α, n) -реакций приводит к появлению большого количества свободных нейтронов и смещению на короткое время цепочки α -захватов в область нейтроно-избыточных ядер. В количественном отношении этот эффект при горении He⁴ становится заметным при $T \gtrsim 4 \cdot 10^9$ К. На рис. 4а и б представлен расчет варианта (10^7 г/см³, $5 \cdot 10^9$ К). Отметим немонотонный характер $Y_n(t)$: обилие свободных нейтронов в первые моменты растет, достигает максимума при $t \simeq 10^{-6}$ с и далее убывает до своего равновесного значения. Такое поведение Y_n связано с тем, что вначале доминируют (α, n) -

реакции на имеющихся тяжелых нуклидах, а затем, когда тяжелых нуклидов становится много, они быстро поглощают свободные нейтроны. Цепочка α -захватов смещается при этом вправо от линии $A=Z$ на плоскости $Z-N$ (см. рис. 4а), а затем возвращается к линии $A=Z$. Длительность нейтронной «вспышки» и ее величина зависят от соотношения между температурой и плотностью.

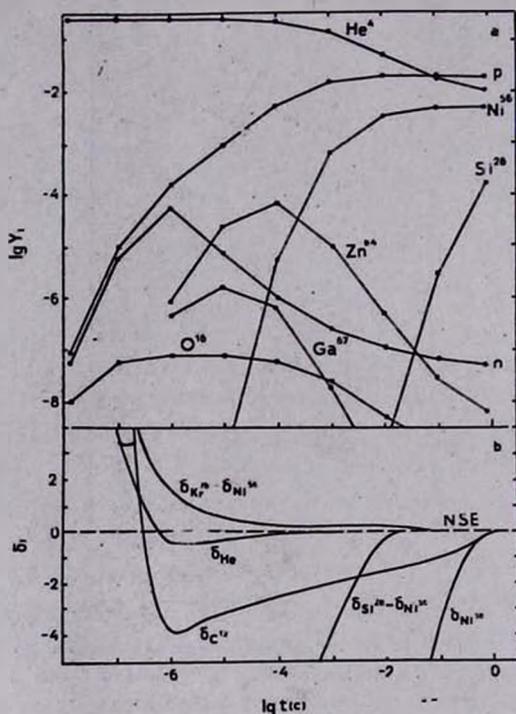


Рис. 6. Горение He^4 при $\rho = 10^7 \text{ г/см}^3$, $T = 5 \cdot 10^9 \text{ К}$. а — изменение со временем обилия нуклидов; б — изменение со временем величин, характеризующих установление различных видов равновесия (см. текст). Пунктир — значение, соответствующее равновесию.

До сих пор речь шла о первом этапе горения, когда для нуклидов с $A \lesssim 56$ преобладают α -захваты. Итогом первого этапа, детально описанного выше, является либо образование нуклидов с $\langle A \rangle < 56$ (левее кривой $A^* = 56$ на рис. 2), либо нуклидов с $\langle A \rangle \sim 56$ (правее этой кривой). Как элементный, так и изотопный составы вещества на первом этапе могут сильно отличаться от равновесного. Обилие He^4 в течение первого этапа быстро уменьшается. В конце концов это приводит к тому, что для нуклидов с $A \lesssim 56$ скорости α -захватов сравниваются со скоростями обратных процессов. Тем самым первый этап кончается и начинается второй —

установление состояния квазиравновесия NSQE, а затем и полного равновесия NSE. В качестве иллюстрации второго этапа на рис. 6б для варианта (10^7 г/см³, $5 \cdot 10^9$ К) показана зависимость от времени некоторых типичных величин δ_i (см. формулу (6)). Быстрее всего в реакциях (α , p), (α , n), (n , p) возникает равновесие между α -частицами, протонами и нейтронами, при этом $\delta_{He^4} \rightarrow 0$. Почти одновременно (в полном соответствии со сказанным выше о горении в области правее кривой $A^* = 56$) возникает квазиравновесие между элементами группы железа и более тяжелыми нуклидами (см. кривую $\delta_{K^{78}} - \delta_{Ni^{58}}$ на рис. 6б). Квазиравновесие в области $28 \lesssim A \lesssim 56$ возникает только после завершения первого этапа, характерное время которого $\tau_1 \simeq \tau_{3\alpha}(\rho, T)$. Величина $\tau_{3\alpha}$ при $T > 10^9$ К практически не зависит от температуры и меняется с плотностью как $1/\rho^2$. Для приближенной оценки длительности первого этапа горения можно воспользоваться формулой

$$\tau_1 \sim (\rho/10^8 \text{ г/см}^3)^{-2} \text{ с.} \quad (12)$$

Наши расчеты показали, что характерные времена релаксации NSQE и NSE в случае горения He⁴ по порядку величины совпадают с соответственными характерными временами для горения C¹², O¹⁶ и Si²⁸ [7] и здесь не приводятся. Предварительно этот вывод был сделан в работе [6].

4. *Заключение.* Перечислим основные выводы, сделанные выше. Выше кривой $\tau_0 = \tau_{3\alpha}$ на рис. 2 горение He⁴ разбивается на две стадии.

1. На первой стадии, длительность которой дается формулой (12), происходит исчерпание основного запаса He⁴ и образование сильно неравновесного изотопного состава. Средний атомный номер $\langle A \rangle$ образующихся нуклидов зависит от соотношения между температурой и плотностью и левее кривой $A^* = 56$ (рис. 2) определяется формулой (8). Правее кривой $A^* = 56$ средний атомный номер остается равным $\simeq 56$ из-за эффектов фотодиссоциации на ядрах тяжелее железа.

2. На второй стадии в веществе происходит установление состояния ядерного статистического равновесия NSE (через промежуточное состояние квазиравновесия NSQE). Характерные времена установления NSQE и NSE существенно превосходят время первой стадии τ_1 и по порядку величины совпадают с соответствующими характерными временами для элементов C¹², O¹⁶, Si²⁸. Левее кривой $A^* = 56$ (рис. 2) эти времена значительно превышают (приблизительно в 10^6 и более раз) характерное гидродинамическое время взрыва He—WD ~ 0.1 —1 с. Фактически мож-

но считать, что при $T \leq 4 \div 5 \cdot 10^9$ К, в частности левее кривой $A^* = 56$, вторая стадия при взрыве He—WD не успеет реализоваться.

3. Ниже кривой $\tau_e = \tau_{z_1}$ разделение на две стадии невозможно и сгорание He⁴ происходит одновременно с установлением NSE.

4. При высоких температурах $T \geq 4 \cdot 10^9$ К становится существенной роль реакции (α , n). В результате в процессе горения в веществе появляется значительное количество свободных нейтронов (возникает «нейтронная вспышка»). Длительность этой вспышки и ее интенсивность зависят от соотношения между T и ρ . Хотя ее длительность $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ с недостаточна для протекания обычного γ -процесса, сдвиг нуклидов в сторону нейтроноизбыточных ядер оказывается заметным. В частности, такая вспышка может приводить к существенному изменению изотопного состава элементов γ и s -процессов, имеющих в веществе.

5. В узкой полосе на плоскости ρ и T правее линий $A^* = 56$ (рис. 2) и до температур $\sim 3.5 \div 4 \cdot 10^9$ К горение He⁴ на первой стадии дает элементы за железным пиком (Cu, Zn, Ga, Ge,...) в количествах, более чем на порядок превышающих NSE-значение. Так как при этих температурах время релаксации NSE значительно ($\sim 10^2 - 10^5$ раз) превышает гидродинамическое время взрыва He—WD, возможно сохранение этих аномалий в разлетающемся веществе.

Как видно, важной чертой взрывного горения He⁴ является чрезвычайно сильная зависимость процесса горения и результирующего химического состава (левее кривой $A^* = 56$) от соотношения между T и ρ . В частности небольшие вариации температуры при фиксированной плотности приводят к сильному изменению среднего атомного номера образующихся нуклидов $\langle A \rangle$. С другой стороны, в этой же области ρ , T изменением плотности при фиксированной температуре можно также достичь существенного изменения $\langle A \rangle$. Любопытно отметить, что увеличение плотности ведет к уменьшению $\langle A \rangle$, что очевидно связано с сильной зависимостью $Z\alpha$ -реакции от ρ .

Астрофизические следствия полученных нами результатов мы предполагаем подробно обсудить в следующей публикации.

В заключение авторы благодарят С. И. Блинникова, В. С. Имшенника за ценные советы и интерес к работе. А. М. Хохлов благодарит также В. С. Вайнштейна и С. И. Блинникова за предоставление за год до публикации версии языка TREFØR [16] для ЭВМ БЭСМ-6, на котором были написаны программы расчета.

EXPLOSIVE HELIUM BURNING: I. THE KINETICS OF BURNING AT CONSTANT TEMPERATURE AND DENSITY

A. M. KHOHLOV, E. V. ERGMA.

The kinetics of helium burning at constant temperature ($T \geq 10^9$ K) and density ($\rho \geq 10^5$ g/cm³) are investigated. In the (ρ , T) plane the region of iron group and lighter element production is located. The mean atomic number of synthesized nuclei for various temperatures and densities (expression (8)) is determined. For temperatures $T > 4 \cdot 10^9$ K the "neutron flash" effect is found, which may result in changing the isotope abundance of s - and r -process elements. The range of ρ and T where the over-abundance (in comparison with NSE) of elements beyond the iron group is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. Iben, A. V. Tutukov*, Ap. J. Suppl. ser., 54, 335, 1984.
2. *S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver*, in "Stellar Nucleosynthesis, Proceedings of the third Workshop of the Advanced School of Astronomy of the Ettore Majorana Center", eds. Chiosi C., Rensini A., 1983, p. 263.
3. *K. Nomoto, F. K. Thielemann, K. Yokoi*, Preprint MPA, 121, 1984.
4. *В. С. Ижменник, А. М. Хохлов*, Письма АЖ, 10, 631, 1984.
5. *M. Hashimoto, T. Hanawa, D. Saotome*, PAS Japan, 35, 1, 1983.
6. *А. М. Хохлов*, Письма АЖ, 10, 297, 1984.
7. *В. С. Ижменник, С. С. Филиппов, А. М. Хохлов*, Письма АЖ, 7, 219, 1981.
8. *W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 13, 69, 1975.
9. *H. J. Harris, W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 21, 165, 1983.
10. *S. E. Woosley, W. A. Fowler, J. A. Holmes, B. A. Zimmerman*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 22, 371, 1978.
11. *К. Ленг*, Астрофизические формулы, т. 2, Мир, М., 1978.
12. *S. E. Woosley, W. D. Arnett, D. D. Clayton*, Ap. J. Suppl. ser., 26, 231, 1973.
13. *С. М. Гольберг, А. Ю. Захаров, С. С. Филиппов*, Препринт ИПМ АН СССР, № 12, 1976.
14. *F. E. Clifford, R. Taylor*, Mem. RAS, London, 69, 21, 1965.
15. *D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler*, Ap. J. Suppl. ser., 16, 299, 1968.
16. *С. И. Вайнштейн, С. И. Блинные*, Препринт ИТЭФ-79, 1984.

УДК: 524.86

ЭВОЛЮЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ С МАССИВНЫМИ
НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ

Б. В. ВАЙНЕР, Ю. А. ЩЕКИНОВ, М. Б. ЭНТЭЛЬ

Поступила 26 февраля 1985

Принята к печати 20 июля 1985

В работе проанализированы различные аспекты присутствия в ранней Вселенной нестабильных массивных нейтрино. Рассчитаны тепловая история Вселенной и космологический нуклеосинтез. Получены ограничения на величину средней плотности барионов во Вселенной, на массу и константу распада тяжелых лептонов. Сопоставление с имеющимися наблюдениями распространенности легких элементов позволяет указать, что модель с $m_H = 5-100$ МэВ и $\tau_H = 10^3-10^4$ с удовлетворительно согласуется с наблюдениями, если $\Omega_b = 0.03-0.06$ и постоянная Хаббла $H_0 = 50$ км/с Мпс.

1. *Введение.* Одним из наиболее фундаментальных результатов, полученных в горячей модели Вселенной, является предсказание массовой концентрации легких элементов (He^4 , He^3 , D), в основном хорошо согласующееся с современными наблюдениями [1, 2]. Детальные численные расчеты космологического нуклеосинтеза [3] позволили выявить многие качественные и количественные черты этого процесса. В частности, установлена слабая (логарифмическая) зависимость выхода гелия от плотности вещества и существенная зависимость от числа типов релятивистских безмассовых частиц [4]. Обилие дейтерия, напротив, очень сильно зависит от плотности барионов во Вселенной, что позволяет использовать наблюдения концентрации дейтерия для определения этой величины. Из расчетов [3] также видно, что существует определенный диапазон значений плотности вещества, в котором результирующий выход Li^7 также хорошо согласуется с имеющимися, правда, весьма ограниченными, наблюдениями [5, 6]. Попытки определения параметров космологических моделей непосредственным сопоставлением результатов численных расчетов с наблюдательными данными сталкиваются с весьма существенными трудностями, связанными с изменением обилий легких элементов за время жизни Галактики. Задача вычисления факторов эволюционности еще далека от своего завершения, однако уже сейчас можно указать вполне

определенный интервал, в котором заключены эти величины, и тем самым существенно расширить возможности использования наблюдений легких элементов для отбора наиболее адекватных моделей Вселенной [2, 7]. Но в последнее время возникло новое, неожиданное обстоятельство, существенно усложнившее решение этой проблемы. Дело в том, что в современной физике элементарных частиц не исключена возможность существования на самых ранних стадиях эволюции Вселенной массивных нестабильных лептонов (подробнее см. [8]). Различные космологические следствия, вытекающие из факта существования таких частиц, исследовались в работах [8—11]. В частности, влияние этих частиц на выход легких элементов, зависящее от их массы покоя и времени распада, оказывается весьма существенным [8]. Хорошо известно, что в стандартной модели без нестабильных лептонов выход дейтерия резко уменьшается с ростом плотности барионов [3]. Но тогда, если в настоящее время плотность вещества близка к критической, происхождение наблюдаемой массы дейтерия следует объяснять каким-то другим, не космологическим процессом нуклеосинтеза. В недавней работе [12] предложено рассмотреть образование нейтронов, возникающих при взаимодействии антинейтрино, испущенных распадающимися лептонами, с водородом космологического субстрата. Образующиеся нейтроны непосредственно после окончания синтеза гелия будут связываться с протонами, генерируя, согласно [12], наблюдаемое количество дейтерия. Таким образом, обилие этого элемента, измеряемое в настоящее время, уже не может служить прямым тестом для определения средней плотности вещества. Появляется еще ряд параметров (масса лептона, его время жизни), которые не могут быть установлены только из наблюдений содержания дейтерия. Возникает задача исследования всех возможных следствий существования массивных нестабильных лептонов, сопоставления результатов расчетов с наблюдениями и, тем самым, определения характеристик космологических моделей, допустимых значений массы и времени распада этих частиц. Определенные аспекты этой проблемы рассматривались в работах [8—11]. В этой статье основное внимание мы уделим исследованию космологического нуклеосинтеза и сопоставлению результатов расчетов с современными наблюдениями. Покажем, что 1) вся видимая масса дейтерия не может синтезироваться иначе как в процессе космологического нуклеосинтеза; 2) плотность энергии покоя тяжелых лептонов ускоряет расширение Вселенной, что увеличивает выход дейтерия, но не меняет выход He^3 ; 3) увеличение обилия He^4 за счет сдвига момента закалки нейтронов и роста энтропии при распаде тяжелых лептонов достигает величины $\Delta Y = 0.04—0.05$, что уменьшает плотность барионов до $\Omega_b = 0.03—0.06$. Кроме того, будут рассмотрены некоторые другие следствия существования тяжелых нестабильных лептонов.

2. *Тепловая история.* Поскольку мы предполагаем рассмотрение лишь ранних стадий эволюции Вселенной, на которых кривизна трехмерного пространства не играет никакой роли, интервал пространства—времени запишем в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (1)$$

где $R(t)$ — масштабный фактор Фридмановской модели. Система уравнений, определяющих поведение температуры $T(t)$, масштабного фактора $R(t)$ и удельной энтропии $s(t)$, следует из $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ компонента уравнений Эйнштейна:

$$3 \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = 8\pi G \rho_r; \quad (2)$$

G — гравитационная постоянная, следствия тождества Бианки:

$$3 \frac{\dot{R}}{R} = - \frac{\rho_r}{\rho_t + p_t/c^2}, \quad (3)$$

и уравнения состояния, которое мы выпишем ниже.

В формулах (2) и (3) полная плотность космологического субстрата ρ_t может быть представлена в виде суммы плотностей ультрарелятивистской материи ρ_m и тяжелых нестабильных лептонов ρ_H . То же самое относится и к давлению. С точки зрения влияния на космологический нуклеосинтез нас будут интересовать лишь лептоны с массами покоя $m_H > 1$ МэВ (случай, когда $m_H \ll 1$ МэВ, фактически рассмотрен в [4]). Как показывают расчеты [8, 9], такие тяжелые нейтрино «отрываются» от вещества при температурах $T_d \geq 3 \cdot 10^{10}$ К. Поэтому, если бы они были абсолютно стабильными, уравнение (3) расщепилось бы на два независимых уравнения для ρ_m и ρ_H . Однако существование столь тяжелых стабильных нейтрино «запрещено», т. к. пересчитанная на сегодня их плотность энергии существенно превосходит критическую, что противоречит определенному по различным наблюдениям возрасту Вселенной.

В дальнейшем мы рассмотрим следующие каналы распада тяжелых лептонов:

$$\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma; \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + e^+ + e^-; \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e + \nu_e. \quad (4)$$

и соответственно для $\bar{\nu}_H$.

Очевидно, что время термализации e^+ , e^- и γ , испущенных в распаде (4), значительно меньше космологического времени, пока температура ве-

щества достаточно высока. Электронные нейтрино, наоборот, практически не взаимодействуют с веществом, точнее говоря, это взаимодействие не изменяет плотности энергии и энергетического распределения ν_e и $\bar{\nu}_e$, если температура космологического субстрата $T_m \leq 10^{10}$ К. Поскольку вероятность каждого из процессов (4) неизвестна, будем учитывать их вклад постоянными коэффициентами α_i (естественно, $\sum_i \alpha_i = 1$). Для пространственной плотности тяжелых нестабильных лептонов n_H можно записать уравнение:

$$\dot{n}_H = -3 \frac{\dot{R}}{R} n_H - \lambda n_H \quad (5)$$

где λ — постоянная распада.

Решение (5) с начальным условием, заданным в момент «отрыва» t_d лептонов ν_H от остального вещества $n_H(t_d) \equiv N_H$, запишется в виде:

$$n_H = N_H (R_d/R)^3 \exp[-(t - t_d) \cdot \lambda], \quad (6)$$

где $R_d \equiv R(t_d)$.

Поскольку полная плотность массы ν_H и $\bar{\nu}_H$ при $T < m_H$

$$\rho_H = 2m_H n_H = 2m_H N_H (R_d/R)^3 \exp[-\lambda(t - t_d)], \quad (7)$$

уравнение (3) можно привести к виду

$$\dot{\psi} = \lambda \rho_H R^4 = 2\lambda m_H N_H R_d^3 R \exp[-\lambda(t - t_d)], \quad (8)$$

где $\psi(t) = \rho_m R^4$.

При получении (8) мы считали $\rho_m = \frac{\rho_m c^2}{3}$ и $p_H = 0$.

Подставляя (7) и (8) в (2) и исключая $\psi(t)$ из полученной системы уравнений, после несложных преобразований получим уравнение для масштабного фактора $R(t)$:

$$R^2 \ddot{R} + R \cdot \dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} m_H N_H R_d^3 \exp[-\lambda(t - t_d)]. \quad (9)$$

В безразмерных переменных $x = \lambda(t - t_d)$ и $z = \left(\frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H}\right)^{2/3} \left(\frac{R}{R_d}\right)^2$

(9) существенно упрощается:

$$z^{1/2} z'' = 2e^{-x}, \quad (10)$$

где $z' \equiv \frac{dz}{dx}$. Начальные условия для (10):

$$z(x=0) = \left(\frac{3z_0^3}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3};$$

$$z'(x=0) = \frac{2z(x=0)}{\lambda} \left[\frac{8\pi G}{3} \left(\chi \frac{\sigma T_d^4}{c^3} + 2m_H N_H \right) \right]^{1/2}.$$

Здесь χ — суммарный статистический вес, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Уравнение (10) не имеет точного аналитического решения, поэтому, прежде чем провести численное решение (10), мы исследуем поведение $z(x)$ при $x \ll 1$ и при $x \gg 1$. Когда доля распавшихся тяжелых лептонов мала, т. е. $e^{-x} \approx 1$, решение уравнения (10) записывается в виде

$$x = \frac{1}{24} [(z_0')^2 + 8(z^{1/2} - z_0^{1/2})^{1/2} \cdot [8z_0^{1/2} + 4z^{1/2} - (z_0')^2] - \frac{1}{24} z_0' [12z_0^{1/2} - (z_0')^2]. \tag{11}$$

Громоздкое выражение (11) существенно упрощается при $|z - z_0| \ll z_0$, т. е. в той области, где плотность ультрарелятивистской материи $\rho_m \gg \rho_H$. Тогда

$$z - z_0 \approx z_0' x + x^2/z_0^{1/2}. \tag{12}$$

Если же $z \gg (z_0')^4$; z_0 , но $x \ll 1$, решение (11) соответствует „пылевой“ стадии доминирования $\nu_H \bar{\nu}_H$

$$z \approx \left(\frac{3}{\sqrt{2}} x \right)^{4/3}. \tag{13}$$

После распада тяжелых лептонов, Вселенная опять становится радиационно-доминированной*, и решение (10) при $x \gg 1$ имеет хорошо известную «ультрарелятивистскую» асимптотику:

$$z \approx C_1 x, \tag{14}$$

где $C_1 = \text{const.}$

Результаты численного решения (10) для различных значений m_H и λ приведены на рис. 1. Величины N_H и T_d , необходимые для задания начальных условий, взяты нами из работы [9]. Следует заметить, что поскольку для всех ν_H с массами $m_H > 1$ МэВ температура „отрыва“ $T_d > 3.4 \cdot 10^{10}$ К [9], статистический вес

$$\chi = 1 + \frac{7}{4} + \frac{7}{8} N_\nu \left(\frac{T_\nu}{T} \right)^4. \tag{15}$$

* Всяду предполагается, что $\lambda > 10^{-10} \text{ c}^{-1}$.

В (15) первый член — вклад фотонов, второй — электрон-позитронных пар, третий — нейтрино с массами $m \ll T_d$ (или безмассовых), N , — число типов таких нейтрино. Если принять $N = 3$, то при $T > T_c = 5 \cdot 10^9$ К — температуры, при которой происходит аннигиляция e^+e^- , $\chi = 5.35$. После аннигиляции, т. е. при $T < T_c$, температура нейтринного газа $T_n = (4/11)^{1/3} T$, и тогда $\chi = 1.45$, если $N = 2$ и $\chi = 1.68$, если $N = 3$.

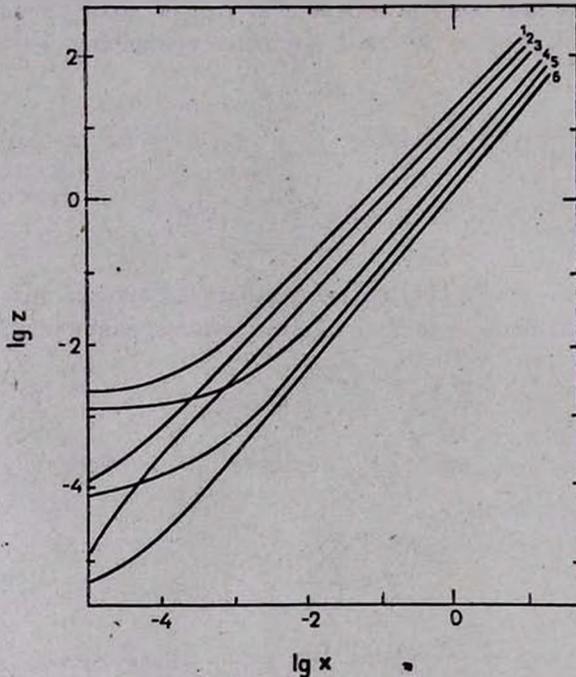


Рис. 1. Зависимость масштабного фактора от времени для различных m_N и λ : 1, 2, 3 — $m_N = 50$ МэВ и $\lambda = 10^{-2}$; 10^{-3} ; 10^{-4} с $^{-1}$ соответственно; 4, 5, 6 — $m_N = 5$ МэВ и $\lambda = 10^{-2}$; 10^{-3} ; 10^{-4} с $^{-1}$ соответственно.

Очевидно, что на ход космологического нуклеосинтеза могут повлиять лишь те ν_N , которые распадаются после момента «закалки» нейтронов, т. е. их постоянная распада $\lambda < 1$ с $^{-1}$. Поэтому, при анализе влияния тяжелых лептонов на сдвиг момента «закалки» и на изменение отношения n/p в этот момент, можно считать ν_N стабильными. Тогда их плотность ρ_N запишется в виде

$$\rho_N = 2m_N N_N \left(\frac{T}{T_d} \right)^3 \equiv b T^3, \quad (16).$$

где $b = 2m_H N_H T_H^{-3} = \text{const}$, за исключением момента аннигиляции e^+e^- , когда величина b уменьшается в 2.75 раза. Поскольку полная плотность

$$\rho_t = \chi \frac{\sigma T^4}{c^3} + \rho_H,$$

то, подставляя (16) в (2) и (3) и решая полученное дифференциальное уравнение для $T(t)$, будем иметь

$$t = \left(\frac{2\chi^3 \sigma^3 c^6}{3\pi G b^4} \right)^{1/2} \left[1 - \left(1 - \frac{bc^2}{2\chi\sigma T} \right) \left(1 + \frac{bc^2}{\chi\sigma T} \right)^{1/2} \right]. \quad (17)$$

Из выражения (17) следует, что при $T = T_{*q} = \frac{bc^2}{\chi\sigma}$ происходит существенное изменение темпа охлаждения космологического субстрата. Действительно, при $T \gg T_{*q}$

$$t \approx \left(\frac{3c^3}{32\pi G \chi\sigma} \right)^{1/2} T^{-2} \cdot \left(1 - \frac{bc^2}{3\chi\sigma T} \right), \quad (18)$$

а если $T \ll T_{*q}$,

$$t = (6\pi G b T^3)^{-1/2}. \quad (19)$$

3. Влияние ν_H на выход гелия. Согласно расчетам [9], для всех ν_H , с массой покоя $m_H > 1$ МэВ, $T_{*q} < 5 \cdot 10^9$ К. Поскольку температура „закалки“ $T_f \approx 10^{10}$ К, для вычисления поправки к T_f , обусловленной плотностью энергии ν_H , можно воспользоваться приближенной формулой (18). Момент „закалки“ нейтронов определяется приравнением скорости реакций слабого взаимодействия $\xi(T)$

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-; \quad p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+$$

скорости космологического расширения. Согласно [13], $\xi(T) = AT^5$, где $A = \text{const}$, поэтому из условия $\xi(t(T_f)) = 1$ можно получить

$$T_f = T_f^* \left(1 + \frac{bc^2}{9\chi\sigma T_f^*} \right). \quad (20)$$

В формуле (20) T_f^* — температура закалки в горячей модели без ν_H . Отношение концентраций нейтронов и протонов при $T = T_f$ можно оценить по равновесной формуле

$$\left(\frac{n}{p} \right)_f = \exp \left(- \frac{\Delta mc^2}{T_f} \right), \quad (21)$$

где $\Delta mc^2 = 1.28$ МэВ — разность масс нейтрона и протона.

Подставляя (20) в (21), получим

$$\left(\frac{n}{p}\right)_f = \left(\frac{n}{p}\right)_f^* \left(1 + \frac{\Delta mc^2}{T_f^*} \cdot \frac{T_f - T_f^*}{T_f^*}\right). \quad (22)$$

За счет собственной энергии покоя ν_H скорость расширения Вселенной возросла, поэтому «закалка» нейтронов происходит при более высокой температуре, а следовательно и отношение $(n/p)_f$ возрастает.

Массовую концентрацию гелия Y , получающегося в процессе космологического нуклеосинтеза, можно оценить величиной

$$Y \approx \frac{2(n/p)_f}{1 + (n/p)_f}. \quad (23)$$

Подставляя (22) в (23), будем иметь

$$Y = Y^* \left[1 + (1 - Y^*/2) \cdot \frac{\Delta mc^2}{T_f^*} \cdot \frac{T_f - T_f^*}{T_f^*} \right], \quad (24)$$

где Y^* — обилие He^4 в модели без ν_H

Величина $(T_f - T_f^*)/T_f^*$ зависит от m_H и, как можно показать, используя данные работы [9], достигает наибольшего значения $4 \cdot 10^{-2}$ при $m_H = 5$ МэВ. Тогда относительное увеличение обилия He^4 только за счет сдвига момента „закалки“ нейтронов

$$\frac{Y - Y^*}{Y^*} = 4 \cdot 10^{-2}. \quad (25)$$

В стандартной модели без ν_H выход гелия зависит от величины удельной энтропии

$$s = n_\gamma/n_b = 1.4 \cdot 10^8 \Omega_b^{-1} (H_0/50)^{-2} (T_0/2.7)^3. \quad (26)$$

В (26): H_0 — постоянная Хаббла, T_0 — температура реликтового излучения в К; $\Omega_b = \rho_b/\rho_{cr}$ — отношение плотности барионов к критической плотности $\rho_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-33} (H_0/50)^2$ г/см³. В частности, при $\Omega_b = 0.5$, согласно расчетам [3], $Y^* = 0.254$. Тогда в модели с тяжелыми лептонами с $m_H = 5 - 10$ МэВ, как видно из (25), выход гелия достиг бы величины $Y = 0.265$. Совокупность различных наблюдений содержания He^4 в объектах, бедных тяжелыми элементами, позволяет указать верхнюю границу для величины догалактического обилия этого элемента $Y_p \leq 0.25$ [14]. Это означает, что если в ранний период эволюции Вселенной в ней присутствовали тяжелые лептоны с мас-

сами $m_H = 5 - 10$ МэВ, плотность барионов должна быть в настоящее время существенно меньше критической: $\Omega_b < 0.1$. Подчеркнем еще раз, что это ограничение возникло только из рассмотрения эффекта сдвига момента „закалки“ нейтронов за счет собственной энергии покоя ν_H .

4. *Генерация энтропии.* Согласно расчетам [3], в модели с $N_s = 2$ выход He^4 в космологическом нуклеосинтезе определяется следующим соотношением:

$$Y^* = 0.421 - 0.0195 \lg s. \quad (27)$$

Поскольку в процессе распада ν_H происходит рост энтропии излучения, наблюдаемая сегодня величина s может, в принципе, значительно превышать отношение n_ν/n_b в период синтеза элементов. Естественно, это возможно, только если тяжелые лептоны распадаются достаточно поздно, после окончания процесса нуклеосинтеза, т. е. если $\lambda \ll \ll 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Если учесть, что $\rho_m = \psi/R^4 = \lambda_0 T^4/c^2$ и использовать соотношение (8), можно выразить температуру плазмы и излучения через решение уравнения (10)

$$T(x) = \left[\left(\frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \lambda_0} \right) \left(\frac{z'^2}{z^2} - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{1/4}. \quad (28)$$

Таким образом, выражение (28) позволяет построить тепловую историю Вселенной с распадающимися тяжелыми лептонами, имея точное численное решение уравнения (10). Рост удельной энтропии, обусловленный распадом ν_H ,

$$s(x) = s_d \left[\left(\frac{z}{z_d} \right)^2 \left(\frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \lambda_0 T_d^4} \right) \left(\frac{z'^2}{z^2} - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{3/4}, \quad (29)$$

где s_d — удельная энтропия в момент „отрыва“ ν_H от вещества. Результаты расчетов увеличения энтропии в зависимости от m_H и λ приведены в табл. 1.

Таблица 1

РОСТ УДЕЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МАСС И ВРЕМЕН ЖИЗНИ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

m_H МэВ	5	5	50	50	100
$\lambda \text{ с}^{-1}$	10^{-3}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-4}
s/s_d	29	9.86	10.4	11.2	10.4

При получении результатов табл. 1 мы предполагали, что в каждом акте распада термализуется лишь доля $\alpha = 1/2$ полной энергии тяжелых лептонов $m_H c^2$. Хотя зависимость выхода He^4 от удельной энтропии s слабая, тем не менее, как видно из (27), для получения $Y < 0.25$ необходима низкая плотность барионов $\Omega_b < 0.1$. Если же $N_\nu \geq 3$, ситуация еще более усложняется. Используя расчеты [15], можно показать, что в этом случае выход He^4 не будет превышать величину $Y = 0.25$, только если $\Omega_b \leq 0.07$, что уже близко к нижнему пределу плотности вещества $\rho_b = 5 \cdot 10^{-32}$ г/см³, определяемому непосредственно по массе видимой материи [16].

Таким образом, только из сопоставления результатов расчетов выхода He^4 в горячей модели с тяжелыми лептонами с массами покоя $m_H = 1 - 100$ МэВ, получаются существенные ограничения на плотность барионов: $\Omega_b < 0.1$. Рассмотрим теперь синтез дейтерия.

5. Синтез дейтерия в модели с ν_H . Как показывают численные расчеты [17], результирующая массовая концентрация дейтерия X в стандартной модели не зависит от значения $(n/p)_f$. В то же время, обилие дейтерия резко уменьшается с ростом плотности вещества ($X \propto \rho_b^{-5}$), поэтому наибольшее влияние на величину X в модели с ν_H должны оказать два эффекта: 1) рост удельной энтропии, рассмотренный в разделе 3; 2) изменение темпа охлаждения плазмы, связанное с доминированием плотности энергии тяжелых лептонов на стадии синтеза D (см. (19)). Рассмотрим эти эффекты подробнее. Уравнения кинетики термоядерных реакций имеют вид [3]:

$$\frac{1}{A_i} \frac{dX_i}{dt} = \pm \sum_j \lambda_j \frac{X_j}{A_j} \pm \sum_{j,k} \beta_{jk} \frac{X_j X_k}{A_j A_k}, \quad (30)$$

где X_i — массовая концентрация i -го элемента, A_i — атомный вес, λ_j и β_{jk} — скорости соответствующих реакций, зависящие от температуры. Все скорости β_{jk} бинарных реакций, определяющих быстроту выгорания дейтерия в более тяжелые элементы, могут быть представлены в виде: $\beta_{jk} = \bar{\beta}_{jk}(T) \rho_b(T)$ [3]. В свою очередь, связь плотности барионов с температурой излучения дается очевидным соотношением

$$\rho_b = h T^3, \quad (31)$$

причем $h = 3.33 \cdot 10^{-23}/s$ г/см³К³.

Поскольку s в процессе распада ν_H возрастает, параметр h уменьшается, и, следовательно, процесс нуклеосинтеза протекает при боль-

ших h , что ведет к уменьшению выхода D , если, конечно, $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Второй эффект действует в противоположном направлении. Действительно, количество выгоревшего дейтерия определяется не только величиной температуры и плотности плазмы, но и скоростью охлаждения, т. е. уравнение (30) можно переписать в виде:

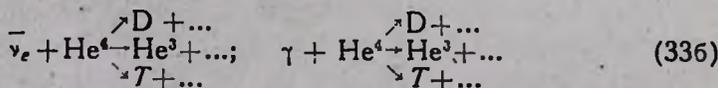
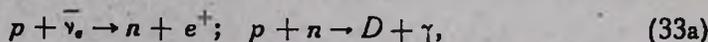
$$\frac{1}{A_i} \frac{dX_i}{dT} = \left(\frac{dT}{dt} \right)^{-1} \left\{ \pm \sum_j \lambda_{ij} \frac{X_j}{A_j} \pm \sum_{j,k} \beta_{jk} \frac{X_j X_k}{A_j A_k} \right\}. \quad (32)$$

Как видно из (18) и (19), темп охлаждения в случае модели без ν_H будет $dt/dT \propto T^{-3}$, а в рассматриваемой ситуации $dt/dT \propto T^{-5/2}$, что и приводит к увеличению остаточного количества дейтерия в случае доминирования плотности энергии тяжелых лептонов. Численное решение системы (32), проведенное авторами работы [8], показывает, что для $m_H = 5 \text{ МэВ}$ при $\Omega_b = 1$ выход дейтерия $X \approx 10^{-5}$, в то время как в модели без ν_H он составил бы всего $X^* \approx 10^{-8}$. При $\Omega_b = 0.1 - 0.5$ возрастание содержания D за счет наличия ν_H составляет примерно порядок величины по сравнению со стандартной моделью. Конечно, как уже и отмечалось выше, выход гелия в этом случае превышает границы, допустимые современными наблюдениями. Если же $\Omega_b < 0.1$, производство дейтерия в космологическом нуклеосинтезе составит величину $X > 3 \cdot 10^{-4}$ [8]. В то же время имеющиеся наблюдательные данные указывают на то, что обилие D в современной межзвездной среде $X_{\text{обс}} \approx (1 - 3) \cdot 10^{-5}$ (подробнее см. [2, 7, 18, 19]). Возникает вопрос: может ли уменьшиться содержание D в 10–30 раз за время жизни Галактики?*. Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть динамику обмена веществом между звездами и межзвездным газом, причем, возможно следует учесть и аккрецию межгалактического газа Галактикой. Детальное рассмотрение таких процессов показывает, что степень разрушения дейтерия не может превосходить фактора ≈ 5 [2, 19]. Кроме того, поскольку выгорание догалактического дейтерия приводит к росту концентрации He^3 , имеется верхняя граница $X(\text{He}^3) \leq X_p + X_p(\text{He}^3)$. В этом соотношении $X(\text{He}^3)$ — наблюдаемая сегодня массовая концентрация He^3 , индекс p означает догалактическое обилие элемента. Как показывают расчеты [8], выход He^3 в процессе космологического нуклеосинтеза практически не зависит от наличия ν_H и составляет величину $X_p(\text{He}^3) \approx (1 - 5) \cdot 10^{-5}$ при $\Omega_b = 0.5 - 1$. Следовательно, разрушение D в 10–30 раз, кото-

* Мы всюду рассматриваем космологические модели с нулевым лептонным зарядом $L = 0$. Если $L \neq 0$, то подбором этой величины можно получить требуемое значение X и Y при любых Ω_b [20], однако в этом случае возникают другие проблемы, на которых мы в этой работе не останавливаемся [1].

рое требуется в модели с ν_H при $\Omega_b \leq 0.05$ привело бы к образованию $X(\text{He}^3) = 3 \cdot 10^{-1}$. Имеющиеся в настоящее время наблюдения содержания He^3 в межзвездном газе дают величину $X(\text{He}^3) = 4 \cdot 10^{-5}$ [21]. Разрушение же самого He^3 звездами несущественно и хорошо характеризуется массовой концентрацией Be^7 ($X_7 \approx 10^{-11}$), который образуется в реакции $\text{He}^3 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^7 + \gamma$. Таким образом, в модели Вселенной, содержащей тяжелые лептоны с массами $m_H = (1 - 25) \text{ МэВ}$ и постоянной распада $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ невозможно указать такое значение средней плотности вещества Ω_b , при котором выход He^4 , He^3 и D не противоречил бы современным наблюдениям. Если же $m_H > 25 \text{ МэВ}$, то модель с $\Omega_b < 0.1$ вполне удовлетворительно согласуется с имеющимися наблюдательными данными.

6. Влияние продуктов распада ν_H на содержание легких элементов. Продукты распада тяжелых лептонов, образующиеся в каналах (4), могут вступать во взаимодействие с окружающим веществом, инициируя следующие реакции:



Поскольку реакции (33а, б) имеют энергетические пороги, они становятся возможными, только если $m_H > 3 \text{ МэВ}$ (33а) и $m_H > 50 \text{ МэВ}$ (336). В работе [12] рассчитывался выход дейтерия в цепочке (33а) в предположении $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, т. е. реакции (33а) начинаются непосредственно после окончания космологического нуклеосинтеза. По утверждению автора [12], в этом случае возможно получение требуемого содержания дейтерия ($X = (1-5) \cdot 10^{-5}$) даже при $\Omega_b = 1^*$. Однако в расчетах [12] фактически суммируются два эффекта: увеличение содержания дейтерия за счет ускорения темпа охлаждения плазмы (см. раздел 5) и вклад от реакций (33а). Для выяснения возможностей использования распадов ν_H непосредственно для производства дейтерия, их необходимо разделить. Сделать это можно, т. к. в первом случае выход D должен падать с ростом Ω_b , а во втором — расти. Действительно, скорость образования нейтронов в реакции (33а)

$$\frac{dX_n}{dt} = \sigma_n c_n X_p - X_n / \tau_n, \quad (34)$$

* Возникающую при таких Ω_b проблему перепроизводства He^4 предлагается решать введением ненулевого лептонного числа (см. сноску на стр. 631).

где $\sigma_s \approx 10^{-41} \cdot (E_s/1 \text{ МэВ})^2 \text{ см}^2$ — сечение реакции, $\tau_n = 926 \pm 14 \text{ с}$ — время жизни нейтрона. Концентрация антинейтрино, возникающих при распаде $\bar{\nu}_n$

$$n_{\bar{\nu}_n} = n_H(t_{eq}) (1 - e^{-\lambda(t-t_{eq})}) \left(\frac{R_{eq}}{R}\right)^3. \quad (35)$$

Рост содержания дейтерия за счет захвата нейтронов протонами описывается выражением

$$\frac{dX}{dt} = 2\beta X_p X_n, \quad (36)$$

где $\beta = 4.4 \cdot 10^4 \cdot \rho_b$ [3].

Уравнение (34) можно проинтегрировать при $\lambda t_{eq} < 1$ и получить массовую концентрацию нейтронов в виде ($t \gg t_{eq}$)

$$X_n = 3 \cdot 10^{-34} n_H(t_{eq}) \left(\frac{E_s}{1 \text{ МэВ}}\right)^2 X_p \lambda t_{eq}^2 [|\ln \lambda t_{eq}| - C] e^{-t/\tau_n}, \quad (37)$$

где $C \approx 0.58$ — постоянная Эйлера.

Поскольку концентрация протонов вследствие облучения их $\bar{\nu}_n$ изменяется слабо ($X_n \ll X_p$), из (36) нетрудно получить

$$X \approx F(m_H, \lambda) \cdot \Omega_b. \quad (38)$$

Функция $F(m, \lambda)$ ввиду своей громоздкости здесь не выписана, но численные расчеты показывают, что заметный вклад в содержание дейтерия можно получить, только если $m_H \approx 100 \text{ МэВ}$, $\lambda = (10^{-3} - 10^{-4}) \text{ с}^{-1}$ и $\Omega_b \geq 1$. При этом мы предполагаем, что $E_s = m_H/2$. Этот результат согласуется с расчетами [12], а полученное в этой работе содержание $D \ X \approx 5 \cdot 10^{-5}$ в моделях с $m_H = 10 \text{ МэВ}$ и $\Omega_b = 1$ обусловлено эффектом ускорения темпа охлаждения.

Рассмотрим теперь вклад реакций (33б) в производство дейтерия. Согласно [22], сечение нейтринной диссоциации He^4

$$\frac{d\sigma}{d \cos \vartheta} = 3\sigma_0 g^2 E^2 \left(1 - \frac{1}{3} \cos \vartheta\right) y^2 e^{-2y^2}, \quad (39)$$

где $g = -1.239$; $y = qr_0/2$; $r_0 = 1.52 \cdot 10^{-13} \text{ см}$; $q^2 = E^2 + p^2 - 2E_p \cos \vartheta$, $E = E_s - \Delta M$, ΔM — дефект массы, $p = E/c$ — импульс электрона. Тогда массовая концентрация образующегося дейтерия

$$X \approx 2\alpha_D \sigma(E_s) c n_H(t_{eq}) \lambda t_{eq}^2 Y, \quad (40)$$

где α_D — вероятность диссоциации с образованием дейтерия. Как отмечается в работе [22], при энергиях нейтрино $E, \approx 30$ МэВ эта величина составляет всего $\alpha_D = 0.05$. Следовательно, выход He^3 в таком процессе будет приблизительно в 15 раз превышать выход D, что несовместимо с современными наблюдениями ($X_{\text{об.}}(\text{He}^3) \approx X_{\text{об.}}(\text{D})$). Правда, с ростом E , возможно увеличение α_D , однако в настоящее время экспериментальные данные по зависимости $\alpha_D(E)$ отсутствуют. Если воспользоваться результатами расчетов [9] величин $t_{\nu\bar{\nu}}$ и $n_H(t_{\nu\bar{\nu}})$, можно получить хорошую аппроксимационную формулу в интервале $m_H = (50 - 5000)$ МэВ:

$$X \approx 10 \frac{\lambda Y \alpha_D}{m_H (\text{МэВ})}. \quad (41)$$

Поскольку разрушение He^4 возможно лишь после окончания его синтеза в горячей Вселенной, время распада ν_H должно быть достаточно большим: $\lambda \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. При этом $X \approx 10^{-5}$ может быть получено, только если $m_H = 100$ МэВ и $\alpha_D \approx 0.1$.

Фотодиссоциация He^4 происходит после того, как температура излучения и плазмы упадет до $T_m = 10^6$ К, в противном случае энергичные кванты теряют энергию на комптон-эффекте и рождении e^+e^- пар [10]. Однако существование тяжелых лептонов с $m_H \geq 50$ МэВ и $\lambda \leq 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ «запрещено», т. к. испущенные при их распаде кванты не смогут термализоваться, т. е. спектр фонового излучения будет отличаться от наблюдаемого [8].

Следует отметить еще один эффект, вызываемый распадом тяжелых лептонов. Поскольку рождающиеся в процессе распада ν и $\bar{\nu}$ уносят 1/2 или 1/3 часть энергии покоя ν_H и лишь малая доля их захватывается протонами с образованием нейтронов, их суммарная плотность энергии оценивается величиной

$$\epsilon_{\nu}/\epsilon_{ph} = 0.37 \frac{m_H c^2}{k T_c} \frac{n_{\nu}}{n_{\gamma}}, \quad (42)$$

где T_c — температура излучения в момент времени $t_c = \lambda^{-1}$. Наличие релятивистского бесстолкновительного газа в расширяющейся Вселенной с такой плотностью энергии приведет к тому, что момент перехода от ультра-релятивистского уравнения состояния $p = \epsilon/3$ к $p = 0$ сдвинется к меньшим красным смещениям, а именно

$$z_t = \frac{z_t^{(0)}}{1 + \varepsilon_t / \varepsilon_{\rho t}} \quad (43)$$

В (43): $z_t^{(0)}$ — момент перехода в стандартной модели без ν_H : $z_H^{(0)} = 4 \cdot 10^3 \Omega_b$. Для $m_H = 10$ МэВ и $\lambda = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, из (43) получим $z_t = 10^3 \Omega_b$, что, как известно, приводит к существенным трудностям в теории образования наблюдаемой структуры Вселенной [13]. С другой стороны, если легкие нейтрино ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) имеют отличную от нуля массу покоя, то их вклад в общую плотность энергии в настоящий момент времени

$$\varepsilon_\nu / c^2 \rho_b \approx 0.12 \Omega_b^{-1} \left(\frac{m_\nu}{10 \text{ эВ}} \right)$$

и при $\Omega_b > 0.1$ им можно пренебречь.

7. *Заключение.* Анализ современных наблюдательных данных по пространенностям легких элементов (D, He³, He⁴, Li⁷) показывает, что наиболее хорошо согласующейся с наблюдениями является стандартная горячая модель Вселенной с плотностью барионов $\Omega_b = 0.05 - 0.08$, постоянной Хаббла $H_0 = 50 \text{ км/с} \cdot \text{Мпс}$ и числом типов легких нейтрино $N_\nu \leq 3$ [1, 2]. В такой модели «скрытая масса» имеет небарионную природу и, в принципе, может создаваться массивными лептонами, оставшимися во Вселенной от очень ранних стадий эволюции. Если массы этих лептонов лежат в пределах $m_H = (5 - 100) \text{ МэВ}$, а время жизни $\tau_H = 10^3 - 10^4 \text{ с}$, они оказывают непосредственное влияние на выход легких элементов в космологическом нуклеосинтезе. Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что существование тяжелых нестабильных лептонов в рамках горячей модели совместимо с наблюдениями легких элементов, если $\Omega_b = 0.03 - 0.06$ при $N_\nu = 2$ и $H_0 = 50 \text{ км/с} \cdot \text{Мпс}$. В этом случае нижняя граница плотности вещества совпадает с соответствующей величиной, полученной из наблюдений распределения видимой материи. Более того, при $\Omega_b = 0.03$ рассчитанное и наблюдаемое содержание He³ согласуются между собой лишь на верхнем пределе ($X(\text{He}^3) \leq 6 \cdot 10^{-5}$). Вклад процессов нейтринной и фотодиссоциации ядер элементов, по существу весьма мал, хотя этот вывод может быть пересмотрен при появлении новых экспериментальных данных о сечениях реакций (336). Более эффективное использование расчетов первичного нуклеосинтеза для построения адекватной реальности космологической модели станет возможным лишь после существенного уточнения данных по изменениям содержания легких элементов за время жизни Галактики.

THE EVOLUTION OF THE HOT UNIVERSE WITH MASSIVE UNSTABLE LEPTONS

B. V. VAINER, YU. A. SHCHEKINOV, M. B. ENTEL

The various aspects of the massive unstable neutrino presence in the early Universe are analysed. The heat balance and cosmological nucleosynthesis are calculated. The limits on the mean baryon density and decay constant of massive leptons are obtained. Models with $m_H = 5 - 100$ MeV and $\tau_H = 10^3 - 10^4$ s are in good accordance with modern observations if $\Omega_b = 0.03 - 0.06$ and Hubble constant $H_0 = 50$ km/s Mpc.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Yang, M. S. Turner, D. N. Schramm, G. Steigman, K. A. Olive, *Ap. J.*, 281, 493, 1984.
2. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, УФН, 146, 143, 1985.
3. R. V. Wagoner, *Ap. J.*, 179, 343, 1973.
4. В. Ф. Шарцман, Письма ЖЭТФ, 9, 315, 1969.
5. F. Spite, M. Spite, *Astron. Astrophys.*, 115, 357, 1982.
6. J. Audouze, O. Boulade, G. Malins, Y. Pottans, *Astron. Astrophys.*, 127, 164, 1983.
7. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Астрофизика*, 18, 143, 1982.
8. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, R. V. Wagoner, *Phys. Rev. D Ser.*, 17, 1529, 1978.
9. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, *Ap. J.*, 221, 327, 1978.
10. D. Lindley, *M. N. RAS*, 188, 15P, 1979.
11. S. Miyama, K. Sato, *Progr. Theor. Phys.*, 60, 1703, 1978.
12. R. J. Scherrer, *M. N. RAS*, 210, 359, 1984.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975.
14. J. L. Greenstein, *Physica Scripta*, 21, 759, 1980.
15. D. Schramm, in "Neutrino — 78 Conf. Proc. — Purdue Univ.", 1978, p. 87.
16. S. Shapiro, *A. J.*, 76, 291, 1971.
17. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 3, 147, 1977.
18. B. E. Pagel, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A307, 19, 1982.
19. J. Silk, *Nature*, 302, 382, 1983.
20. Y. David, H. Reeves, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A296, 415, 1980.
21. T. L. Wilson, R. T. Rood, T. M. Banta, *Proc. ESO Workshop on Primordial Helium*, eds. P. A. Shaver et al., Munich, 1983, p. 379.
22. G. V. Domogatsky, R. A. Framzhyan, D. K. Nadyozhin, *Astrophys. Space Sci.*, 58, 273, 1978.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 23, 1985 год

<i>Абрамян Г. В.</i> Определение межзвездной составляющей линейной поляризации света красных сверхгигантов	114
<i>Абрамян М. Г., Седракян Д. М.</i> Об угловых моментах. I	35
<i>Азаронян Ф. А., Мамиджян Э. А., Никольский С. И., Тукиш Е. И.</i> Первичное гамма-излучение с энергией 10^{14} — 10^{16} эВ и возможные источники космических лучей в Галактике	55
<i>Азаронян Ф. А., Амбарцумян А. С.</i> Формирование спектра электронов сверхвысоких энергий в галактике	479
<i>Акопян А. А.</i> (см. <i>Хачатрян А. Х.</i>)	569
<i>Амбарцумян А. С.</i> (см. <i>Азаронян Ф. А.</i>)	479
<i>Андреасян Р. Р.</i> Об относительных ориентациях магнитных полей и больших осей радиогалактик	47
<i>Аргюх В. С., Кандалян Р. А., Оганнисян М. А., Самаян В. А.</i> Наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 102 МГц. II	27
<i>Арутюнян Г. А.</i> Отражение излучения от полубесконечной неоднородной атмосферы при общих законах некогерентного рассеяния	373
<i>Бабаджянц М. К., Белоконь Е. Т.</i> Оптические проявления сверхсветового разлета компонентов миллисекундной радиоструктуры квазара 3C 345	459
<i>Бартунов О. С., Цветков Д. Ю.</i> О поведении фотосферы сверхновых	121
<i>Белоконь Е. Т.</i> (см. <i>Бабаджянц М. К.</i>)	459
<i>Богданович П. О., Никитин А. А., Рудзикас Э. Б., Холгынц А. Ф.</i> Линии конов углерода, азота и кислорода в спектрах планетарных туманностей. II. Интенсивности рекомбинационных линий C II и N III и содержание конов C III и N IV	427
<i>Бондаренко Н. П.</i> Условия равновесия идеальной вращающейся жидкости в параметризованном пост-ньютоновском формализме	409
<i>Бондаренко Н. П.</i> Уравнения движения и условия равновесия идеально вращающейся жидкости в параметризованной пост-ньютоновской магнитогиродинамике	595

<i>Вайнер Б. В., Щекинов Ю. А., Энтэль М. Б.</i> Эволюция горячей Вселенной с массивными нестабильными лептонами	621
<i>Велин Г.</i> Замечание об околозвездной пыли вокруг V 1057 Cyg	437
<i>Венник Я., Каазик А.</i> Лучевые скорости галактик в окрестностях групп галактик. III	213
<i>Гасилов В. А., Маслянкин В. И., Хлопов М. Ю.</i> Газодинамические эффекты космологических нитей	191
<i>Гречев С. И.</i> Асимптотическое подобие в задачах о переносе резонансного излучения в линейно расширяющихся средах. I. Ядра интегральных уравнений, вероятности выхода фотонов	323
<i>Гречев С. И.</i> Асимптотическое подобие в задачах о переносе резонансного излучения в линейно расширяющихся средах. II. Решения для бесконечных и полубесконечных сред	551
<i>Григорян О. А., Чубарян Э. В.</i> Стационарные аксиально-симметрические гравитационные поля в биметрической теории	177
<i>Гюльбудагян А. Л.</i> О радиальных системах темных глобул	295
<i>Длугач Ж. М., Яновицкий Э. Е.</i> Рассеяние света в многослойных атмосферах. I. Задача о диффузном отражении	337
<i>Езикян А. Г., Каллоляян А. Т., Рихтер Г., Темерт В.</i> Фотометрия скопления галактик в Персее A 426	5
<i>Енцибарян Н. Б., Хачатрян А. Х.</i> Нелинейная задача переноса при общих законах перераспределения по частотам	145
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	439
<i>Заварзин Ю. М.</i> Результаты определения поверхностной яркости Млечного Пути в системе V	473
<i>Ипатов А. П., Юдин Б. Ф.</i> Спектрофотометрические наблюдения NGC 1016 Лебедя в 1980—1985 гг.	527
<i>Каазик А.</i> (см. <i>Венник Я.</i>)	213
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Езикян А. Г.</i>)	5
<i>Кандалян Р. А., Оганнисян М. А., Самаян В. А.</i> Наблюдения радиогалактик низкой светимости на частоте 102 МГц	221
<i>Кандалян Р. А.</i> (см. <i>Артюх В. С.</i>)	27
<i>Карапетян М. Ш.</i> (см. <i>Оганесян Р. Х.</i>)	99
<i>Караченцев И. Д., Караченцева В. Е.</i> Лучевые скорости изолированных галактик	19
<i>Караченцева В. Е.</i> (см. <i>Караченцев И. Д.</i>)	19
<i>Коваленко И. Г., Щекинов Ю. А.</i> Энергетика галактического фонтана	363
<i>Ковальчук Г. У.</i> Об изменениях блеска антивспыхивающей звезды V 346 Ori	255

Колка И. (см. Маркова Н.)	539
Кондратьев Б. П. Две модели плоских звездных систем без экваториальной плоскости симметрии	69
Кондратьев Б. П. О безвихревых и «безмоментных» эллипсоидах и проблеме Дирихле	487
Корчагин В. И. Нелинейные волны плотности в маржально устойчивом гравитирующем диске	91
Корчагин В. И., Проховник Н. А. Генерация волнового узора в галактическом диске спутником с обратным вращением	237
Кроль В. А. К вопросу о рентгеновском излучении эллиптических галактик и об определении их масс	227
Лапидус И. И., Сюняев Р. А., Титарчук Л. Г. Угловое распределение и поляризация рентгеновского излучения барстеров	503
Лоскутов В. М., Соболев В. В. О поляризации излучения квазаров	307
Малов И. Ф. О возможной проверке различных моделей пульсаров	419
Мамиджян Э. А. (см. Азаронян Ф. А.)	55
<u>Маркарян Б. Е.</u> , Степанян Дж. А., Ерастова Л. К. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. IV. Поле $\alpha = 12^h 22^m$, $\delta = + 55^\circ 00'$	439
Маркова Н., Колка И. Многокомпонентная структура спектральных линий звезды Р Лебеда	539
Маслянкин В. И. (см. Гасилов В. А.)	191
Метик Л. П., Проник И. И. Двумерная фотометрия околоядерной области сейфертовской галактики NGC 1275	451
Нерсисян С. Е. (см. Оганесян Р. Х.)	99
Нерсисян С. Е. (см. Оганесян Р. Х.)	245
Никитин А. А. (см. Богданович П. О.)	427
Никольский С. И. (см. Азаронян Ф. А.)	55
Оганесян Р. Х., Нерсисян С. Е., Карапетян М. Ш. Спектрофотометрия углеродных звезд. I	99
Оганесян Р. Х., Нерсисян С. Е. Спектрофотометрия углеродных звезд. II	245
Оганнисян М. А. (см. Артюх В. С.)	27
Оганнисян М. А. (см. Кандалян Р. А.)	221
Омаров Т. Б. Обобщенная теорема о вирнале для системы флуктуирующего состава	77
Павлова Л. А., Рспаев Ф. К. Поляризация излучения звезд в ассоциации Mop RI	521

Парсамян Э. С., Ходжаев А. С. Новые эмиссионные H_{α} -звезды в области Темных облаков Тельца	203
Пилоugin Л. С. Пространственная структура оболочек Новых Геркулеса 1934 г. и Дельфина 1967 г.	277
Проник И. И. (см. Метик Л. П.)	451
Проховник Н. А. (см. Корчагин В. И.)	237
Рихтер Г. (см. Езикян А. Г.)	5
Роговцов Н. Н., Самсон А. М. Об асимптотиках внутренних полей излучения в плоскопараллельных средах и их приложениях к расчету средних длительностей свечения слоя и сферической оболочки	163
Рспаев Ф. К. (см. Павлова Л. А.)	521
Рудзикас Э. Б. (см. Богданович П. О.)	427
Самсон А. М. (см. Роговцов Н. Н.)	163
Санамян В. А. (см. Артюх В. С.)	27
Санамян В. А. (см. Кандалян Р. А.)	221
Седракиан Д. М. (см. Абрамян М. Г.)	35
Сербин В. М. Метод расчета полей излучения в частотах линий	583
Силич С. А. О природе расширяющихся оболочек $H\text{I}$ и спектре звездных масс OB -ассоциаций	289
Соболев В. В. (см. Лоскутов В. М.)	307
Соловьев А. А. Динамика скрученных магнитных петель	393
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	439
Сучков А. А. О свойствах локальной межзвездной среды	133
Сюняев Р. А. (см. Липидус И. И.)	503
Тевикян Р. В. Гравитация и вакуумное поле	385
Тенерт В. (см. Езикян А. Г.)	5
Титарчук Л. Г. (см. Липидус И. И.)	503
Тукиш Е. И. (см. Азаронян Ф. А.)	55
Хачатрян А. Х. Об одной задаче некогерентного рассеяния	206
Хачатрян А. Х. К решению нелинейной задачи некогерентного анизотропного рассеяния	349
Хачатрян А. Х., Акопян А. А. О нелинейной задаче некогерентного рассеяния в одномерной среде	569
Хачатрян А. Х. (см. Ензибарян Н. Б.)	145

Хлопов М. Ю. (см. Гасилова В. А.)	191
Ходжасев А. С. (см. Парсамян Э. С.)	203
Холтыгин А. Ф. (см. Богдамович П. О.)	427
Хохлов А. М., Эрима Э. В. Врывное горение He^4 : I. Кинематика горения при постоянных температуре и плотности	605
Цветков Д. Ю. (см. Бартунов О. С.)	121
Чубарян Э. В. (см. Григорян О. А.)	177
Щекинов Ю. А. (см. Коваленко И. Г.)	363
Щекинов Ю. А. (см. Вайнер Б. В.)	621
Энтэль М. Б. (см. Вайнер Б. В.)	621
Эрима Э. В. (см. Хохлов А. М.)	605
Юдин Б. Ф. (см. Ипатов А. П.)	527
Юревич Л. В. Определение расстояния Солнца до центра Галактики по кривой вращения	265
Яновицкий Э. Е. (см. Длузач Ж. М.)	337

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 23, 1985 ГОД

Выпуск 1

Фотометрия скопления галактик в Персее А 426 <i>А. Г. Еликян, А. Т. Каллозлян, Г. Рихтер, В. Тенерт</i>	5
Лучевые скорости изолированных галактик <i>И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева</i>	19
Наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 102 МГц. II <i>В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян</i>	27
Об угловых моментах. I <i>М. Г. Абрамян, Д. М. Седракян</i>	35
Об относительных ориентациях магнитных полей и больших осей радиогалактик <i>Р. Р. Андросян</i>	47
Первичное гамма-излучение с энергией 10^{14} — 10^{16} эВ и возможные источники космических лучей в Галактике <i>Ф. А. Азаронян, Э. А. Мамиджянян, С. И. Никольский, Е. И. Тукиш</i>	55
Две модели плоских звездных систем без экваториальной плоскости симметрии <i>Б. П. Кондратьев</i>	69
Обобщенная теорема о вириале для системы флуктуирующего состава <i>Т. Б. Омаров</i>	77
Нелинейные волны плотности в маржально устойчивом гравитирующем диске <i>В. И. Корчагин</i>	91
Спектрофотометрия углеродных звезд. I <i>Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, М. Ш. Карапетян</i>	99
Определение межзвездной составляющей линейной поляризации света красных сверхгигантов <i>Г. В. Абрамян</i>	111
О поведении фотосферы сверхновых <i>О. С. Баргунов, Д. Ю. Цветков</i>	121
О свойствах локальной межзвездной среды <i>А. А. Сучков</i>	133
Нелинейная задача переноса при общих законах перераспределения по частотам <i>Н. Б. Енгибарян, А. Х. Хачагрян</i>	145
Об асимптотиках внутренних полей излучения в плоскопараллельных средах и их приложениях к расчету средних длительностей свечения слоя и сферической оболочки <i>Н. Н. Роговцов, А. М. Самсон</i>	163

Отражение излучения от полубесконечной неоднородной атмосферы при общих законах некогерентного рассеяния	<i>Г. А. Арутюнян</i>	373
Гравитация и вакуумное поле	<i>Р. В. Тевикян</i>	385
Динамика скрученных магнитных петель	<i>А. А. Соловьев</i>	393
Условия равновесия идеальной вращающейся жидкости в параметризованном пост-ньютоновском формализме	<i>Н. П. Бондаренко</i>	409
О возможной проверке различных моделей пульсаров	<i>И. Ф. Малов</i>	419
Линии монов углерода, азота и кислорода в спектрах планетарных туманностей. II. Интенсивности рекомбинационных линий C II и N III и содержание монов C III и N IV <i>П. О. Боданович, А. А. Никитин, Э. Б. Рудзикас, А. Ф. Холтыгин</i>		427

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

A Note on the Circumstellar Dust around V 1057 Cygni	<i>G. Welin</i>	437
--	-----------------	-----

Выпуск 3

Второй Бюраканский спектральный обзор неба. IV. Поле $\alpha = 12^h 22^m$, $\delta = +55^\circ 00'$	<i>Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова</i>	439
Двумерная фотометрия околоядерной области сейфертовской галактики NGC 1275 <i>Л. П. Мегик, И. И. Проник</i>		451
Оптические проявления сверхсветового разлета компонентов миллисекундной радиоструктуры квазара 3C 345	<i>М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Бслоконь</i>	459
Результаты определения поверхностной яркости Млечного Пути в системе V <i>Ю. М. Заварзин</i>		473
Формирование спектра электронов сверхвысоких энергий в галактике <i>Ф. А. Азаронян, А. С. Амбарцумян</i>		479
О безвихревых и «безмоментных» эллипсоидах и проблеме Дирихле <i>Б. П. Кондратьев</i>		487
Угловое распределение и поляризация рентгеновского излучения барстеров <i>И. И. Липидус, Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук</i>		503
Поляризация излучения звезд в ассоциации Mop R1 <i>Л. А. Павлова, Ф. К. Рспасв</i>		521
Спектрофотометрические наблюдения NGC 1016 Лебедя в 1980—1985 гг. <i>А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин</i>		527
Многокомпонентная структура спектральных линий звезды Р Лебедя <i>Н. Маркова, И. Колка</i>		539

Асимптотическое подобие в задачах о переносе резонансного излучения в линейно расширяющихся средах. II. Решения для бесконечных и полубесконечных сред	С. И. Грачев	551
О нелинейной задаче некогерентного рассеяния в одномерной среде А. Х. Хачатрян, А. А. Акопян		569
Метод расчета полей излучения в частотах линий	В. М. Сербин	583
Уравнения движения и условия равновесия идеально вращающейся жидкости в параметризованной пост-ньютоновской магнитогидродинамике Н. П. Бондаренко		595
Взрывное горение He^4 : I. Кинетика горения при постоянных температуре и плотности	А. М. Хохлов, Э. В. Эртва	605
Эволюция горячей Вселенной с массивными нестабильными лептонами Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, М. Б. Энтэль		621

INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamian H. V.</i> Determination of interstellar component of the linear light polarization of red supergiants	111
<i>Abrahamian M. G., Sedraktan D. M.</i> On the angular momentum of galaxies	35
<i>Aharonian F. A., Ambartsumian A. S.</i> The formation of spectrum superhigh energy electrons in galaxy	479
<i>Aharonian F. A., Mamidjanian E. A., Nikolsky S. I., Tukish E. I.</i> Primary gamma-ray emission with energy 10^{14} — 10^{16} eV and possible sources of cosmic rays in the galaxy	55
<i>Akopian A. A.</i> (see <i>Khachatryan A. Kh.</i>)	569
<i>Ambartsumian A. S.</i> (see <i>Aharonian F. A.</i>)	479
<i>Andreassian R. R.</i> On the relative orientations of magnetic fields and major axes of radiogalaxies	47
<i>Artyukh V. S., Kandallan R. A., Hovhannisian M. A., Sanamian V. A.</i> Observations of the galaxies with ultraviolet continuum at 102 MHz. II	27
<i>Babadzantants M. K., Belokon' E. T.</i> Optical manifestation of superluminal motion in the quasar 3C 345	459
<i>Bartunov O. S., Tsvetkov D. Yu.</i> On the behaviour of photosphere of supernovae	121
<i>Belokon' E. T.</i> (see <i>Babadzantants M. K.</i>)	459
<i>Bogdanovich P. O., Nikitin A. A., Rudzikas Z. B., Kholtygin A. F.</i> The lines of carbon, nitrogen and oxygen in spectra of planetary nebulae. II. Intensities of the recombination lines C II and N III ions and abundance of CIII and NIV ions	427
<i>Bondarenko N. P.</i> Conditions of equilibrium for a perfect fluid in parametrized post-Newtonian formalism	409
<i>Bondarenko N. P.</i> The equation of motion and the equilibrium conditions for ideal rotating liquid in parametrized post-Newtonian magnetohydrodynamics	595
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Grigorian H. A.</i>)	177
<i>Dlugach J. M., Yanovitsky E. G.</i> Light scattering in multilayer atmospheres. I. The diffuse reflection problem	337
<i>Eghikian A. G., Kalloghlian A. T., Rtchter G., Thänert W.</i> Photometry of the Perseus cluster of galaxies A426	5

<i>Entel' M. B.</i> (see <i>Vatner B. V.</i>)	621
<i>Erastova L. K.</i> (see <i>Markartan B. E.</i>)	439
<i>Ergma E. V.</i> (see <i>Khohlov A. N.</i>)	605
<i>Gastlov V. A., Maslyankin V. I., Khlopov M. Yu.</i> Gasodynamical effects of cosmic strings	191
<i>Grachev S. I.</i> Asymptotic scaling in the problems of resonance radiation transfer in linearly expanding media. I. Kernels of integral equations, photon escape probabilities	323
<i>Grachev S. I.</i> Asymptotic scaling in the problems of resonance radiation transfer in linearly expanding media. II. Solutions for infinite and semi-infinite media	551
<i>Grtzortan H. A., Chubartan E. V.</i> Stationary axial-symmetric gravitational fields in the bimetric theory	177
<i>Gyulbudaghian A. L.</i> On the radial systems of dark globules	295
<i>Harutyunian H. A.</i> Radiation reflection from an inhomogeneous atmosphere for general laws of noncoherent scattering	373
<i>Hojaev A. S.</i> (see <i>Parsamian E. S.</i>)	203
<i>Hovhannissian R. Ch., Nersessian S. E., Karapetian M. Sh.</i> The spectrophotometry of carbon stars. I.	99
<i>Hovhannissian R. Ch., Nersessian S. E.</i> The spectrophotometry of carbon stars. II.	245
<i>Hovhannissian M. A.</i> (see <i>Artyukh V. S.</i>)	27
<i>Hovhannissian M. A.</i> (see <i>Kandallan R. A.</i>)	221
<i>Ipatov A. P., Yudin B. F.</i> Spectrophotometric observation of V1016 in 1980—1985	527
<i>Kaazik A.</i> (see <i>Vennik J.</i>)	213
<i>Kalloghltan A. T.</i> (see <i>Eghikian A. G.</i>)	5
<i>Kandallan R. A., Hovhannissian M. A., Sanamian V. A.</i> Observations of the radio galaxies with low luminosity of 102 MHz	221
<i>Kandallan R. A.</i> (see <i>Artyukh V. S.</i>)	27
<i>Karachentsev I. D., Karachentseva V. E.</i> Radial velocities of isolated galaxies	19
<i>Karachentseva V. E.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>)	19
<i>Karapetian M. Sh.</i> (see <i>Hovhannissian R. Ch.</i>)	99
<i>Khachatryan A. Kh.</i> On the problem of noncoherent scattering	206
<i>Khachatryan A. Kh.</i> (see <i>Yengtbarian N. B.</i>)	145

<i>Khachatryan A. Kh.</i> On the solution of nonlinear problem of noncoherent anisotropic scattering	349
<i>Khachatryan A. Kh., Hakopian A. A.</i> On a nonlinear problem of noncoherent scattering in a one-dimensional medium	569
<i>Khlopov M. Yu.</i> (see <i>Gasilov V. A.</i>)	191
<i>Khohlov A. N., Ergma E. V.</i> Explosive helium burning I. The kinetics of burning at constant temperature and density	605
<i>Kholtygin A. F.</i> (see <i>Bogdanovitch P. O.</i>)	427
<i>Kolka I.</i> (see <i>Markova N.</i>)	539
<i>Kondrat'yev B. P.</i> Two models of flat stellar systems without a symmetry plane	69
<i>Kondrat'yev B. P.</i> On the irrotational and the zero angular momentum ellipsoids in the Dirichlet problem	487
<i>Korchagin V. I.</i> Nonlinear density waves in a marginally stable gravitating disk	91
<i>Korchagin V. I., Prokhovnik N. A.</i> The generation of wave pattern in galactic disk by an orbiting retrograde companion	237
<i>Kovalchuk G. U.</i> On the light changes of the antflare star V346 Ori	255
<i>Kovalenko I. G., Shchektnov Yu. A.</i> Energetics of galactic fountain	363
<i>Krol' V. A.</i> On the question of X-ray emission of elliptical galaxies and the determination of their masses	227
<i>Lapidus I. I., Sunyaev R. A., Titarchuk L. G.</i> Angular distribution and polarization of X-ray burster radiation	503
<i>Loskutov V. M., Sobolev V. V.</i> On the polarization of the quasar light	307
<i>Malov I. F.</i> The possible checking of various models of pulsars	419
<i>Mamtdjantian E. A.</i> (see <i>Aharontian F. A.</i>)	55
<u>Markarian B. E.</u> , <i>Stepantian J. A., Erastova L. K.</i> The second Byurakan spectral sky survey. IV. The field $\alpha=12^h22^m$, $\delta=+55^{\circ}00'$	439
<i>Markova N., Kolka I.</i> The multicomponent structure of P Cygni spectral lines	539
<i>Maslyankin V. I.</i> (see <i>Gasilov V. A.</i>)	191
<i>Metik L. P., Pronik I. I.</i> Two-dimensional photometry of the circumnuclear region in Seyfert galaxy NGC 1275	451
<i>Nersesstan S. E.</i> (see <i>Hovhannissstan R. Ch.</i>)	99
<i>Nersesstan S. E.</i> (see <i>Hovhannissstan R. Ch.</i>)	245
<i>Nikitin A. A.</i> (see <i>Bogdanovitch P. O.</i>)	427
<i>Nikolsky S. I.</i> (see <i>Aharontian F. A.</i>)	55

<i>Omarov T. B.</i> The generalized virial theorem for a system of fluctuating composition	77
<i>Parsamian E. S., Hojaev A. S.</i> New H α -emission line stars in the region of the Taurus dark clouds	203
<i>Pavlova L. A., Rspaev F. K.</i> The polarization of star radiation in Mon R1 association	521
<i>Pilyugin L. S.</i> The spatial structure of Novae DQ Her and HR Del shells	277
<i>Prokhovnik N. A.</i> (see <i>Korchagin V. I.</i>)	237
<i>Pronik I. I.</i> (see <i>Metik L. P.</i>)	451
<i>Richter G.</i> (see <i>Eghikian A. G.</i>)	5
<i>Rogoutsov N. N., Samson A. M.</i> On the asymptotic formulae of internal radiation fields in plane-parallel media and their application to calculation of average durations of the layer and spherical shell luminosity	163
<i>Rspaev F. K.</i> (see <i>Pavlova L. A.</i>)	521
<i>Rudzikas Z. B.</i> (see <i>Bogdanovitch P. O.</i>)	427
<i>Samson A. M.</i> (see <i>Rogoutsov N. N.</i>)	163
<i>Sanamian V. A.</i> (see <i>Artyukh V. S.</i>)	27
<i>Sedrastian D. M.</i> (see <i>Abrahamian M. G.</i>)	35
<i>Serbin V. M.</i> The method of calculation of radiation fields in spectral lines	583
<i>Shchekinov Yu. A.</i> (see <i>Vatner B. V.</i>)	621
<i>Shchekinov Yu. A.</i> (see <i>Kovalenko I. G.</i>)	363
<i>Sitich A. A.</i> On the nature of expanding HI supershells and the spectrum of stellar masses of OB associations	289
<i>Sobolev V. V.</i> (see <i>Loskatov V. M.</i>)	307
<i>Solov'ev A. A.</i> Dynamics of the twisted magnetic loops	393
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markartan B. E.</i>)	439
<i>Suchkov Al. A.</i> On the properties of the local interstellar medium	133
<i>Sungayev R. A.</i> (see <i>Lapidus I. I.</i>)	503
<i>Tevtkian R. V.</i> Gravitation and vacuum field	385
<i>Thdnert W.</i> (see <i>Eghikian A. A.</i>)	5
<i>Titarchuk L. G.</i> (see <i>Lapidus I. I.</i>)	503
<i>Tsvetkov D. Yu.</i> (see <i>Bartanov O. S.</i>)	121
<i>Tukish E. I.</i> (see <i>Aharonian F. A.</i>)	55

<i>Vainer B. V., Shchekinov Yu. A., Entel' M. B.</i> The evolution of the hot universe with massive unstable leptons	621
<i>Vennik J., Kaazik A.</i> Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies. III.	213
<i>Welln G.</i> A note on the circumstellar dust around V1057 Cyg	437
<i>Yanovitsky E. G.</i> (see <i>Dlugach J. M.</i>)	337
<i>Yengibarian N. B., Khachatryan A. Kh.</i> Nonlinear transfer problem in case of general laws of frequency redistribution	145
<i>Yudin B. F.</i> (see <i>Ipatov A. P.</i>)	527
<i>Yurevich L. V.</i> The distance to the galactic centre on the rotation curve	265
<i>Zavarzin Yu. M.</i> The results of the surface brightness determination of the Milky Way in the V system	471

CONTENTS

Number 1

Photometry of the Perseus cluster of galaxies A426 <i>A. G. Eghikian, A. T. Kalloghlian, G. Richter, W. Thänert</i>	5
Radial velocities of isolated galaxies <i>I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva</i>	19
Observations of the galaxies with ultraviolet continuum at 102 MHz. II. <i>V. S. Artyukh, R. A. Kandalian, M. A. Hovhannisian, V. A. Sanamian</i>	27
On the angular momentum of galaxies <i>M. G. Abrahamian, D. M. Sedrakian</i>	35
On the relative orientations of magnetic fields and major axes of radiogalaxies <i>R. R. Andreassian</i>	47
Primary gamma-ray emission with energy 10^{14} – 10^{16} eV and possible sources of cosmic rays in the galaxy <i>F. A. Aharonian, E. A. Mamidjantian, S. I. Nikolsky, E. I. Tutikh</i>	55
Two models of flat stellar systems without a symmetry plane <i>B. P. Kondrat'ev</i>	69
The generalized virial theorem for a system of fluctuating composition <i>T. B. Omarov</i>	77
Nonlinear density waves in a marginally stable gravitating disk <i>V. I. Korchagin</i>	91
The spectrophotometry of carbon stars. I. <i>R. Ch. Hovhannisian, S. E. Nersisyan, M. Sh. Karapettian</i>	99
Determination of the interstellar component of the linear light polarization of red supergiants <i>H. V. Abrahamian</i>	111
On the behaviour of photosphere of supernovae <i>O. S. Bartunov, D. Yu. Tsutikov</i>	121
On the properties of the local interstellar medium <i>Al. A. Suchkov</i>	133
Nonlinear transfer problem in case of general laws of frequency redistribution <i>N. B. Yengibartian, A. Kh. Khachatryan</i>	145
On the asymptotic formulae of interval radiation fields in plane parallel media and their application to calculation of average durations of the layer and spherical shell luminosity <i>N. N. Rogovtsov, A. M. Samson</i>	163
Stationary axial-symmetric gravitational fields in the bimetric theory <i>H. A. Grigorian, E. V. Chubartian</i>	177

Gasodynamical effects of cosmic strings <i>V. A. Gasilov, V. I. Maslyankin, M. Yu. Khlopov</i>	191
NOTES	
New H α -emission line stars in the region of the Taurus dark clouds <i>E. S. Parsamian, A. S. Hojaev</i>	203
On the problem of noncoherent scattering <i>A. Kh. Khachatryan</i>	206
N u m b e r 2	
Radial velocities of galaxies in the vicinity of groups of galaxies <i>J. Vennik, A. Kaazik</i>	213
Observations of the radio galaxies with low luminosity of 102 MHz <i>R. A. Kandalian, M. A. Hovhannisyan, V. A. Sanamyan</i>	221
On the question of X-ray emission of elliptical galaxies and the determination of their masses <i>V. A. Krol'</i>	227
The generation of wave pattern in galactic disk by an orbiting retrograde companion <i>V. I. Korchagin, N. A. Prokhorov</i>	237
The spectrophotometry of carbon stars. II. <i>R. Ch. Hovhannisyan, S. E. Nersisyan</i>	245
On the light changes of the antflare star V346 Ori <i>G. U. Kovalchuk</i>	255
The distance to the galactic centre on the rotation curve <i>L. V. Yarevich</i>	265
The spatial structure of novae DQ Her and HR Del shells <i>L. S. Pilgugin</i>	277
On the nature of expanding HI supershells and the spectrum of stellar masses of OB associations <i>S. A. Silich</i>	289
On the radial systems of dark globules <i>A. L. Ggulbudaghtian</i>	295
On the polarization of the quasar light <i>V. M. Loskutov, V. V. Sobolev</i>	307
Asymptotic scaling in the problems of resonance radiation transfer in linearly expanding media. I. Kernels of integral equations, photon escape probabilities <i>S. I. Grachev</i>	323
Light scattering in multi-layer atmospheres. I. The diffuse reflection problem <i>J. M. Dlugach, E. G. Yanovitsky</i>	337
On the solution of nonlinear problem of noncoherent anisotropic scattering <i>A. Kh. Khachatryan</i>	349
Energetics of galactic fountain <i>I. G. Kovalenko, Yu. A. Shchekinov</i>	363
Radiation reflection from an inhomogeneous atmosphere for general laws of noncoherent scattering <i>H. A. Harutyunyan</i>	373
Gravitation and vacuum field <i>R. V. Tevikian</i>	385
Dynamics of the twisted magnetic loops <i>A. A. Solov'ev</i>	393

Conditions of equilibrium for a perfect fluid in parametrized post-Newtonian formalism	<i>N. P. Bondarenko</i>	409
The possible checking of various models of pulsars	<i>I. F. Malov</i>	419
The lines of carbon, nitrogen and oxygen in spectra of planetary nebulae. II. Intensities of the recombination lines C II and N III ions and abundancy of C III and N IV ions <i>P. O. Bogdanovitch, A. A. Nikitin, Z. B. Rudzikas, A. F. Kholtygin</i>		427

NOTES

A note on the circumstellar dust around V1057 Cyg	<i>G. Weltn</i>	437
---	-----------------	-----

Number 3

The second Byurakan spectral sky survey. IV. The field $\alpha=12^h22^m$, $\delta=+55^\circ00'$ <u><i>B. E. Markarian</i></u> , <i>J. A. Stepanian, L. K. Erastova</i>		439
Two-dimensional photometry of circumnuclear region in Seyfert galaxy NGC 1275 <i>L. P. Metik, I. I. Pronik</i>		451
Optical manifestation of superluminal motion in the quasar 3C 345 <i>M. K. Babadzhaniants, E. T. Belokon'</i>		459
The results of the surface brightness determination of the Milky Way in the V system	<i>Ya. M. Zavarzin</i>	473
The formation of spectrum of superhigh energy electrons in galaxy <i>F. A. Aharonian, A. S. Ambartsumian</i>		479
On the irrotational and the zero angular momentum ellipsoids in the Dirichlet problem	<i>B. P. Kondrat'ev</i>	487
Angular distribution and polarization of X-ray bursters radiation <i>I. I. Lapidus, R. A. Sungaev, L. G. Titarchuk</i>		503
The polarization of star radiation in Mon R1 association <i>L. A. Pavlova, F. K. Rspaev</i>		521
Spectrophotometric observations of V1016 in 1980—1985 <i>A. P. Ipatov, B. F. Yudtn</i>		527
The multicomponent structure of P Cygni spectral lines <i>N. Markova, I. Kolka</i>		539
Asymptotic scaling in the problems of resonance radiation transfer in linearly expanding media. II. Solutions for infinite and semi-infinite media <i>S. I. Grachev</i>		551
On a nonlinear problem of noncoherent scattering in a one-dimensional medium <i>A. Kh. Khachatryan, A. A. Hakopian</i>		569
The method of calculation of radiation fields in spectral lines	<i>V. M. Serbtin</i>	583

- The equation of motion and the equilibrium conditions for ideal rotating liquid in parametrized post-Newtonian magnetohydrodynamics
N. P. Bondarenko 595
- Explosive helium burning. I. The kinetics of burning at constant temperature and density
A. N. Khokhlov, E. V. Ergma 605
- The evolution of the hot Universe with massive unstable leptons
B. V. Vainner, Yu. A. Shchekinov, M. B. Ente 621



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Сдано в набор 21.10.1985. Подписано к печати 15.01.1986. ВФ 05209.
Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 13,5+6 вкл. Усл. печ. лист. 18,85.
Учет.-изд. 13,6. Тираж 890. Заказ 1086. Издат. 6654.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

CONTENTS

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. IV. THE FIELD $\alpha=12^h22^m$, $\delta=+55^{\circ}00'$	439
<i>B. E. Markartın</i> , <i>J. A. Stepanian, L. K. Erastova</i>	
TWO-DIMENSIONAL PHOTOMETRY OF CIRCUMNUCLEAR REGION IN SEYFER GALAXY NGC 1275	451
<i>L. P. Metik, I. I. Pronik</i>	
OPTICAL MANIFESTATION OF SUPERLUMINAL MOTION IN THE QUASAR 3C 345	459
<i>M. K. Babadzanlants, E. T. Belokon'</i>	
THE RESULTS OF THE SURFACE BRIGHTNESS DETERMINATION OF THE MILKY WAY IN THE V SYSTEM	473
<i>Yu. M. Zavarzin</i>	
THE FORMATION OF SPECTRUM OF SUPERHIGH ENERGY ELECTRONS IN GALAXY	479
<i>F. A. Aharonian, A. S. Ambartsumian</i>	
ON THE IRROTATIONAL AND THE ZERO ANGULAR MOMENTUM ELLIPSOIDS IN THE DIRICHLET PROBLEM	487
<i>B. P. Kondrat'ev</i>	
ANGULAR DISTRIBUTION AND POLARIZATION OF X-RAY BURSTER RADIATION	503
<i>I. I. Lopitus, R. A. Sunyaev, L. G. Titirchuk</i>	
THE POLARIZATION OF STAR RADIATION IN MON R ASSOCIATION	521
<i>L. A. Pavlova, F. K. Rspaev</i>	
SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF V 1016 IN 1980—1985	527
<i>A. P. Ipatov, B. F. Yudin</i>	
THE MULTICOMPONENT STRUCTURE OF P CYGNI SPECTRAL LINES	539
<i>N. Markova, I. Kolka</i>	
ASYMPTOTIC SCALING IN THE PROBLEMS OF RESONANCE RADIATION TRANSFER IN LINEARLY EXPANDING MEDIA. II. SOLUTIONS FOR INFINITE AND SEMI-INFINITE MEDIA	551
<i>S. I. Grachev</i>	
ON A NONLINEAR PROBLEM OF NONCOHERENT SCATTERING IN A ONE-DIMENSIONAL MEDIUM	569
<i>A. Kh. Khachatryan, A. A. Hukoptan</i>	
THE METHOD OF CALCULATION OF RADIATION FIELDS IN SPECTRAL LINES	583
<i>V. M. Serbin</i>	
THE EQUATION OF MOTION AND THE EQUILIBRIUM CONDITIONS FOR IDEAL ROTATING LIQUID IN PARAMETRIZED POST-NEWTONIAN MAGNETOHYDRODYNAMICS	595
<i>N. P. Bondarenko</i>	
EXPLOSIVE HELIUM BURNING. I. THE KINETICS OF BURNING AT CONSTANT TEMPERATURE AND DENSITY	605
<i>A. N. Khohlov, E. V. Ergma</i>	
THE EVOLUTION OF THE HOT UNIVERSE WITH MASSIVE UNSTABLE LEPTONS	621
<i>B. V. Vatner, Yu. A. Shchekinov, M. B. Entel'</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ОДНО- МЕРНОЙ СРЕДЕ	<i>А. Х. Хачатрян, А. А. Акопян</i>	569
МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЧАСТОТАХ ЛИНИЙ	<i>В. М. Сербин</i>	583
УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ИДЕАЛЬНО ВРА- ЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ В ПАРАМЕТРИЗОВАННОЙ ПОСТ-НЬЮ- ТОНОВСКОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКЕ	<i>Н. П. Бондаренко</i>	595
ВЗРЫВНОЕ ГОРЕНИЕ He^+ : I. КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ ПРИ ПОСТОЯННЫХ ТЕМПЕРАТУРЕ И ПЛОТНОСТИ	<i>А. М. Хохлов, Э. В. Эрима</i>	605
ЭВОЛЮЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ С МАССИВНЫМИ НЕСТАБИЛЬ- НЫМИ ЛЕПТОНАМИ	<i>Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, М. Б. Энтэль</i>	621