

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КONTИНУУМОМ. XI	
<i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	397
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 2634	
<i>А. Г. Егикян, А. Т. Каллоляян</i>	405
СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ NGC 6306. I.	415
<i>М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян</i>	
ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ОТ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА . М. А. Аракелян	427
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД. III. СПЕКТР FG СТРЕЛЫ В 1968—73 ГГ.	
<i>Д. Шалонж, Л. Диван, Л. В. Мирзоян</i>	437
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Vul — РЕЗУЛЬТАТЫ U, B, V, J, H, K, L ФОТОМЕТРИИ	
<i>Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, В. И. Шенаврин</i>	449
О НАЛИЧИИ π -МЕЗОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДРАХ	
<i>А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян</i>	463
ОБ УСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ ХОЛОДНОГО ЗАМАГНИЧЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ПЛОТНОСТЯХ, МЕНЬШЕ ЯДЕРНОЙ	
<i>В. С. Секерджицкий, Г. А. Шульман</i>	473
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ В ЗВЕЗДЕ — КОМПОНЕНТЕ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ — С БЫСТРО ВРАЩАЮЩИМСЯ ЯДРОМ	
<i>В. Г. Горбачук</i>	485
РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ. II. ЧИСТОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ	493
<i>В. Г. Ведмич</i>	
О СТАНДАРТНОЙ ЗАДАЧЕ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ	
<i>В. В. Иванов</i>	505
К РАСЧЕТУ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЯ 2S АТОМА ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ	517
<i>Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель</i>	
ДЕКРЕМЕНТ СЕРИЙ РАДИОЛИНИЙ С БОЛЬШИМИ КВАНТОВЫМИ ЧИСЛАМИ	523
<i>С. А. Каплан, В. В. Кулинич</i>	
АВТОМОДЕЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ ДЛЯ АККРЕЦИИ СО СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ С УЧЕТОМ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ	
<i>Я. М. Каждан, А. Е. Луцкий</i>	535
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК И РАДИОИСТОЧНИКОВ	543
<i>В. А. Санамян, Э. А. Арутюнян</i>	
К ВОПРОСУ О ВИДЕ ФУНКЦИИ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ	
<i>А. М. Эйленсон</i>	545
РЕЦЕНЗИИ	
М. Н. ОФИСИК. „СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН“	549
<i>В. В. Иванов</i>	
ОБЗОРЫ	
ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД UV ТИПА КИТА	553
<i>Р. Е. Гершберг</i>	

Խ Մ Բ ա գ ր ա կ ա ն Կ ո լ ե գ ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կասյան,
Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),
Բ. Ն. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ. Վ. Սորոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

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

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

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

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուսրի, բաժանորդները 4 ուսրի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծղումարողնայա կնիկա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XI

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 15 января 1977

Приводится XI список галактик с ультрафиолетовым континуумом. В списке содержатся данные о 100 объектах. У 53 из них было обнаружено или заподозрено наличие эмиссионных линий в спектре. У объектов № 1018, 1040, 1044, 1048 и 1095 можно уверенно ожидать присутствия сейфертовских особенностей, а у объекта № 1014 — природу QSO. Их номера в списке отмечены одной и двумя звездочками, соответственно. Не исключена возможность, что объекты № 1015, 1037 и 1055 являются переменными.

Настоящий список является продолжением предыдущего X списка [1] и продолжает серию работ [2, 3] по поиску и обнаружению объектов с избыточным ультрафиолетовым излучением. Все наблюдения выполняются на 40—52" телескопе Шмидта с объективными призмами в Бюраканской обсерватории. Список содержит 100 галактик с ультрафиолетовым континуумом, расположенных в южном галактическом полушарии в области неба $1^{\text{h}}25^{\text{m}} - 5^{\text{h}}14^{\text{m}}$ и $-15^{\circ} - -42^{\circ}$. 37 объектов было классифицировано как s и sd, остальные d и ds. У 53 объектов было обнаружено или заподозрено наличие эмиссионных линий. Исходя из спектральных особенностей, у объектов № 1018, 1040, 1044, 1048 и 1095 можно ожидать наличия широких эмиссионных линий. Объект № 1014, вероятно, является близким QSO. По имеющимся в литературе данным для двух объектов (№ 1043 [5] и 1095 [4]) сейфертовские особенности были отмечены независимо.

Обращаем внимание на то, что у трех объектов, № 1015, 1037 и 1055, есть большая разница в видимых величинах между нашими оценками и данными каталога Ф. Цвикки. Несмотря на довольно грубую глазомерную оценку, наши видимые величины в основном совпадают с данными Цвикки в пределах $0^{\text{m}}.5$. Как правило, наши значения m_{rg} в среднем несколько больше, т. к. мы оцениваем яркость центральной части галактики или ядра, ответственных за избыточное УФ-излучение. Для объектов № 1015 и 1037

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XI

№	Галактика	Координаты		Размеры	m _{pg}	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
996	—	1 ^h 25 ^m 1	— 6°34'	15"×13"	15 ^m 5	ds2e
997	569	26.5	+10 53	18×13	15	ds3
998	—	30.0	— 2 10	10×7	16	ds3
999	589	30.2	—12 18	27×17	15	ds3
1000	—	30.6	—12 28	13	16	d3
1001	—	31.0	+11 24	12×8	16	ds3
1002	632	34.7	+ 5 37	40	13.5	ds2e:
1003	638	37.0	+ 6 58	34×20	15	s3e:
1004	—	37.5	— 5 20	12×9	15	sd2e
1005	—	38.3	— 4 54	13	16	ds3
1006	—	43.5	+34 41	15×10	15.5	ds3
1007	162*	46.1	+10 15	27×15	14.5	s3e:
1008	—	47.8	+33 30	14×10	15	ds3
1009	688	47.8	+35 02	47×20	14.5	sd2e:
1010	6—5—45	52.1	+35 11	27×13	15.5	ds2
1011	732	53.5	+36 34	27×13	14.5	ds3
1012	762	54.5	— 5 39	30×18	15	sd2e
1013	—	57.3	— 7 47	13	15	d3e:
1014**	—	57.7	+ 0 10	6	16	s1
1015	0—6—22	58.8	— 1 33	14	14.5	sd3e:
1016	—	59.2	— 1 35	13×10	15.5	d3e:
1017	—	2 00.4	— 2 14	6	16.5	ds2
1018*	0—6—30	03.7	— 0 32	23×17	14	s2e:
1019	—	06.4	— 8 04	10×8	16.5	sd3
1020	830	06.6	— 8 00	25×20	15	sd3e
1021	835	07.1	—10 21	25×20	13.5	d2e:
1022	838	07.3	—10 22	22×18	14	sd2e
1023	—	07.4	— 8 01	10	16	ds2e
1024	—	07.6	— 7 51	11	15.5	ds2e:
1025	—	07.6	— 9 04	13×8	16	d2
1026	848	08.0	—10 32	20×13	15	d3
1027	214*	11.4	+ 4 57	27×12	15	ds2e
1028	—	14.2	+31 27	7	16.5	sd2
1029	—	14.4	+ 5 04	11	15.5	s2e:
1030	—	14.7	+29 18	16×12	15.5	d3e
1031	—	16.4	— 3 17	13	15.5	s2e:

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1032	—	2 ^h 17 ^m 9	+32 28'	9"×7"	16 ^m	ds3e:
1033	—2—7—2	19.3	—10 15	20×10	15	s2
1034	5—6—35—36	20.4	+31 58	18×12+ +20×15	15+15.5	sd3e+ds3e:
1035	—	21.1	+33 19	9	16	d43
1036	—	21.5	— 4 47	12× 9	16	d3
1037	—	23.1	+36 34	8	15.5	sd3
1038	225*	23.9	+ 0 56	18	15	d5
1039	—2—7—10	25.1	—10 23	50×14	15.5	d2e:
1040*	931	25.3	+31 05	7	15	s2e
1041	6—6—42	25.9	+35 09	16×13	16.5	d3e
1042	—	26.0	—10 25	9	16.5	d3e
1043	—1—7—16	27.0	— 3 27	27×20	14	ds2e::
1044*	—2—7—24	27.6	— 9 13	13×12	14.5	s1e
1045	234*	29.1	— 0 21	25×12	15.5	d2e::
1046	—	29.8	+30 37	7	16.5	ds2e::
1047	—	30.2	+ 0 27	8	16	d2e::
1048*	985	32.1	— 9 00	13×10	14.5	s1e
1049	—	33.7	—14 26	20×13	15	ds2
1050	6—6—68	34.6	+34 14	30×13	15.5	sd3e::
1051	—	37.6	+35 06	9	16	ds2
1052	0—8—5	42.9	+ 0 43	20×13	16	s3e
1053	—	43.8	— 8 27	8× 6	16.5	sd3e::
1054	—	44.3	+15 43	10	16	d3
1055	—	45.9	— 9 09	8	15	sd2e::
1056	6—7—12	46.1	+35 08	17×10	15.5	d2
1057	—	46.6	+33 50	10× 8	16	ds3e:
1058	—	46.8	+34 47	25×13	15.5	ds3e::
1059	—	47.2	— 9 12	12× 6	16.5	ds2
1060	—	49.0	+43 52	12	15	ds3e:
1061	—	49.2	+35 32	12	15	ds3
1062	2—8—18	51.9	— 8 40	15	15.5	s3e
1063	1140	52.2	—10 12	25×18	13	sd2e
1064	1155	55.8	—10 32	15×12	15	ds2e::
1065	—1—8—25	56.7	— 4 40	20×16	14.5	ds3e:
1066	6—7—27	56.8	+36 37	30×17	14.5	ds2e
1067	—	58.8	+42 13	18×12	15	sd3e::
1068	0—8—72	59.9	+ 2 00	13	15.5	ds3e:
1069	—2—9—2	3 05.9	—14 07	27×13	14.5	d2e:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1070	—	3 ^h 09 ^m 8	— 0° 21'	12" × 9"	15 ^u 5	sd1e:
1071	—	09.9	— 10 42	13	15.5	ds3
1072	—	10.8	+ 41 06	13	15	ds3e:
1073	7—7—37	11.7	+ 41 51	33 × 13	15	ds3e
1074	—	14.4	— 0 13	13 × 10	16	s2e:
1075	— 1—9—27	17.0	— 6 18	25 × 13	14.5	d3
1076	0—9—57	17.1	+ 0 23	20 × 9	16	d2
1077	—	25.9	+ 39 36	12 × 10	16	ds2
1078	—	38.7	— 4 00	18 × 10	15.5	d3
1079	1509	4 01.6	— 11 20	27 × 18	14.5	sd3e
1080	1507	01.9	— 2 19	6	15.5	s2e
1081	1—11—10	02.9	+ 4 17	14	15.5	sd3e:
1082	—	27.8	+ 0 21	12 × 9	16	s3e:
1083	—	36.1	+ 0 05	14 × 12	15.5	d3e:
1084	—	41.4	+ 8 45	10	16	ds3
1085	— 2—13—1	43.7	— 12 32	20	16	d3
1086	0—13—13	46.0	— 1 37	27 × 12	16	s3e:
1087	—	47.2	+ 3 14	13 × 11	15.5	s2e:
1088	1691	52.0	+ 3 11	50 × 25	13.5	d3
1089	1741	59.1	— 4 20	10	15	ds2e
1090	399*	59.2	— 4 22	13	15	d2e:
1091	—	59.4	— 14 20	20 × 8	15	d3
1092	401*	5 01.9	— 10 09	33 × 13	14.5	sd3e
1093	1797	05.3	— 8 06	25 × 13	15.5	ds3e:
1094	0—14—10	08.3	— 2 45	20 × 12	15	d2
1095*	0—14—18	13.6	— 0 12	18 × 15	14.5	s1e

Примечания к списку

- 996 — Сфероидальная. Слегка вытянута по δ .
 997 — Центральная часть галактики неясной структуры с выбросом на севере.
 998 — Почти сферическая, компактного вида.
 999 — Овальной формы, вытянута по δ .
 1000 — Сферическая, компактного вида.
 1001 — По-видимому, ядро спирали.
 1002 — Сферическая, с диффузными краями. На северо-востоке в контакте звезда.
 1003 — Ядро галактики овальной формы.
 1004 — Овальная, с еле заметной короной.
 1005 — Сферическая, с короной.

- 1006 — Сферондальная, с выбросом—спутником на юге. Вытянута по δ .
- 1007 — Сферондальная. Вытянута по направлению NE—SW, имеет выброс на SE, возможно, член триплета.
- 1008 — Сферондальная галактика, вытянута по δ . VZw 120.
- 1009 — Центральная часть спиральной галактики с перемычкой.
- 1010 — Овальная, вытянута по диагонали NW—SE.
- 1011 — Сферондальная, со слабой оболочкой.
- 1012 — Спираль с перемычкой, по-видимому, типа SBb. Размеры относятся к перемычке, а яркость к ядру, в спектре которого наблюдается H_α и умеренно конденсированный континуум.
- 1013 — Сферическая, с оболочкой.
- 1014 — Сильно конденсированный, звездообразный объект. По распределению энергии в спектре сходен с QSO. Можно заподозрить наличие слабых широких эмиссионных линий.
- 1015 — Сферическая, со значительной короной.
- 1016 — Овальная. Восточный компонент тройной системы — цепочки галактик. Представляет интерес и западный компонент, у которого ультрафиолетовый континуум слаб, но намечается H_α .
- 1017 — Конденсированное ядро пекулярной галактики.
- 1018 — Овальной формы, со слабой короной, большая ось наклонена к кругу склонений на 20° . Не исключена возможность наличия у нее сейфертовских особенностей.
- 1019 — Сферондальная, с оболочкой. Вытянута по направлению SE—NW.
- 1020 — Сферондальная галактика с оболочкой. В спектре видна H_α и довольно сильно конденсированный континуум ядра. По-видимому, ядро звездообразное, с умеренной светимостью и УФ-избытком.
- 1021 — Вытянута по δ . Спираль с одним мощным рукавом и плотной центральной частью. Компонент квартета. Видимо, составляет пару с NGC 833. Континуум очень интенсивный.
- 1022 — Овальной формы, вытянута по α . Четко наблюдается H_α и какая-то линия в УФ короче λ 3727. Судя по спектральному изображению, она может быть тесной двойной, западный компонент d, а восточный s. Член квартета.
- 1023 — Сферическая, компактная. Континуум мало конденсирован. Расположена к югу от NGC 842 на расстоянии $1'$, возможно, является ее спутником.
- 1024 — Сферическая, компактная, с заметным ореолом. В спектре намечается H_α . Континуум конденсирован умеренно.
- 1025 — Овальной формы, с резкими границами. На юго-востоке замечен небольшой выброс. Большая ось отклоняется от круга склонений на 30° .
- 1026 — Пекулярная спираль. Данные относятся к центральной части.
- 1027 — Сферондальная галактика. Имеет в контакте спутник 16^m на NW и значительный выброс на SE с голубыми сгущениями.
- 1028 — Очень компактная сферическая галактика.
- 1029 — Сферическая, с заметной короной.
- 1030 — Овальная, может быть, тесно-двойная. VZw 212.
- 1031 — Сферическая, компактного вида.
- 1032 — Западный компонент взаимодействующей пары.
- 1033 — Структура неясна, возможно, спираль, наблюдаемая с ребра. Континуум интенсивен до λ 4000, далее очень слабый, но простирается до далекого УФ. По-видимому, имеет звездообразное ядро низкой светимости, но с сильным УФ-избытком. На юго-западе в контакте спутник 19^m .

- 1034 — Западный компонент — возможно, ранняя спираль, восточный имеет овальную форму. V Zw 233. Согласно [4], у восточного наблюдаются широкие эмиссионные линии, у западного их можно подозревать.
- 1035 — Сферическая, компактного вида, но мало конденсированная.
- 1036 — Сфероидальная, с резкими границами.
- 1037 — Почти сферическая, с резкими границами в синих лучах. Континуум довольно конденсирован, но распространяется недалеко. V Zw 239.
- 1038 — Сферическая.
- 1039 — Прямолинейная цепочка из 4—5 образований, расположенных по λ . Данные относятся к ярчайшему компоненту на востоке. В спектре наблюдается H_2 и $N_1 + N_2 + H_3$, намечаются и другие эмиссионные линии. Остальные члены цепочки голубоватые. Возможно присутствие эмиссии и у них.
- 1040 — Ядро довольно яркой спирали типа Sb. На севере имеет спутник. В спектре четко наблюдается H_2 . Не исключено, что эмиссионные линии широкие. Приведенные данные относятся к ядру.
- 1041 — Сфероидальная. В спектре заметна H_2 .
- 1042 — Сферическая, компактная, со слабым ореолом. Континуум диффузный, в спектре заметна H_2 .
- 1043 — Тесная двойная система, не исключена возможность, что на восточный компонент проектируется звезда.
- 1044 — Сфероидальная, с резкими границами, окружена слабой, но протяженной оболочкой. Большая ось расположена по λ . Сильно конденсированный континуум распространяется до далекого УФ. В спектре четко наблюдается H_2 и намечаются другие балмеровские линии. Небулярные линии не видны. Можно уверенно предсказать наличие сейфертовских особенностей, характерных для I подтипа.
- 1045 — Галактика овальной формы.
- 1046 — Сферическая и довольно компактная.
- 1047 — Почти сферическая, мало конденсированная галактика.
- 1048 — Сфероидальная, без резких границ. Имеет мощный выброс на западе, который огибает ее к северу и образует петлю. Континуум очень конденсирован и распространяется до далекого УФ. В спектре заметен ряд эмиссионных линий, как разрешенных, так и запрещенных. Можно совершенно уверенно предсказывать присутствие сейфертовских особенностей. В работе [5] отмечено наличие широких эмиссионных линий.
- 1049 — Сфероидальная, вытянута по λ .
- 1050 — Ядро пекулярной галактики. Вытянута по диагонали NE—SW.
- 1051 — Почти сферическая, компактного вида. V Zw 268.
- 1052 — Восточный компонент двойной системы, западный также представляет интерес, хотя УФ-избыток у него слаб.
- 1053 — Ядро пекулярной галактики.
- 1054 — Сферическая, компактная.
- 1055 — Компактная, но умеренно конденсированная галактика. На прямых снимках мало отличается от звезд. I Zw 8.
- 1056 — Сфероидальная, вытянута по λ .
- 1057 — Сфероидальная, вытянута по λ . На SE в контакте звезда 18^m .
- 1058 — Ранняя спираль с перемычкой.
- 1059 — Ядерная область спирали, наблюдаемой с ребра.
- 1060 — Сферическая, со слабой оболочкой. В целом красная, но имеет ядро с заметным УФ-избытком.

- 1061 — Сферондальная, со слабой короной. V Zw 284.
- 1062 — Сферическая. На западе в контакте спутник 18^m . Ядро звездобразное. В спектре заметна H_2 .
- 1063 — Вытянута по δ . Имеет слабую корону и заметный выброс на юге с голубыми сгущениями. На фоне сильно конденсированного континуума видны эмиссионные линии. Согласно [6], спектральный тип F2e.
- 1064 — Сферондальная, с ореолом. Восточный компонент двойной системы. Континуум слабо конденсирован, в спектре намечается H_2 . Holm 64.
- 1065 — Сферондальная, с оболочкой.
- 1066 — По-видимому, тесно-двойная система. Вытянута по NW—SE. В спектре четко наблюдается H_2 .
- 1067 — Ядро спиральной галактики.
- 1068 — Центральная часть лекулярной спирали. Возможно, это взаимодействующая пара. На конце восточной ветви имеется яркое голубое сгущение.
- 1069 — Овальной формы, с голубым выбросом на юго-западе.
- 1070 — Сферондальный, компактный объект.
- 1071 — Сферическая, с еле заметной короной.
- 1072 — Сферическая, со значительной короной.
- 1073 — Спираль с перемычкой и слабым кольцом.
- 1074 — Сферондальная, со слабой короной.
- 1075 — Сферондальная галактика, вытянута по δ .
- 1076 — Спиральная галактика с перемычкой и мало развитыми рукавами. Вытянута по диагонали SE—NW.
- 1077 — Почти сферическая, компактного вида.
- 1078 — Сферондальная, с короной. Вытянута по направлению SE—NW.
- 1079 — Восточный, яркий компонент двойной системы.
- 1080 — Ядро сравнительно яркой спирали.
- 1081 — Центральная часть ранней спирали. Возможно, южный компонент пары.
- 1082 — Сферондальная, большая ось направлена на λ .
- 1083 — Сферондальная галактика компактного вида.
- 1084 — Компактная, мало конденсированная галактика, имеет выступы на юге и севере.
- 1085 — Ядро спиральной галактики раннего типа.
- 1086 — Ядро спиральной галактики с перемычкой.
- 1087 — Ядро сферондальной галактики, слегка вытянутой по δ . II Zw 23. [7].
- 1088 — Центральная часть спирали с перемычкой.
- 1089 — Группа, состоящая из 5—6 голубых образований 15^m — 16^m . В окружении ее наблюдаются голубоватые спутники 17^m — 18^m . Данные относятся к западному компоненту восточной подгруппы, в спектре которого наблюдается H_2 . Наличие эмиссионных линий можно заподозрить и у остальных членов группы. [8].
- 1090 — Сферическая, компактного вида, но неконденсированная. Видимо, связана с предыдущей группой.
- 1091 — Сферондальная, вытянута по δ .
- 1092 — Ядро спиральной галактики типа Sb.
- 1093 — Ядро спиральной галактики сложной структуры.
- 1094 — Сферондальная, вытянута по δ . На концах большой оси наблюдаются сгущения 18^m . Континуум диффузный, заметных линий в спектре нет. II Zw 33. [7].
- 1095 — По виду сферондальная галактика. Видимо, имеет слабую оболочку, на северо-западе заметна аморфная дуга. В спектре наблюдается, сильная H_2 и слабые $N_1 + N_2 + H_3$, $\lambda 3727$ и некоторые другие линии. Континуум очень интенсивен и тянется до далекого ультрафиолета. Присутствие у нее сейфертовских

особенностей не вызывает сомнения. Наличие широких эмиссионных линий независимо обнаружено в [4].

наши оценки блеска на $1^m 0$ ярче, а для № 1055 — на $1^m 5$ слабее (объект представляет из себя очень компактную галактику). Хотя это различие может быть вызвано ошибками, но не исключена возможность, что эти объекты переменны. Все указанные объекты были классифицированы „sd“, т. е. могут обладать звездообразными ядрами, что делает наше предположение довольно вероятным. До настоящего времени переменность достоверно была обнаружена только для трех типов внегалактических объектов: ядра сейфертовских галактик, квазары и лацертиды. В то же время имеются отдельные указания о существовании переменности у ядер галактик с узкими эмиссионными линиями. Обнаружение ее было бы еще одним независимым свидетельством существования нетеплового излучения в ядрах этих галактик.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XI

В. Е. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

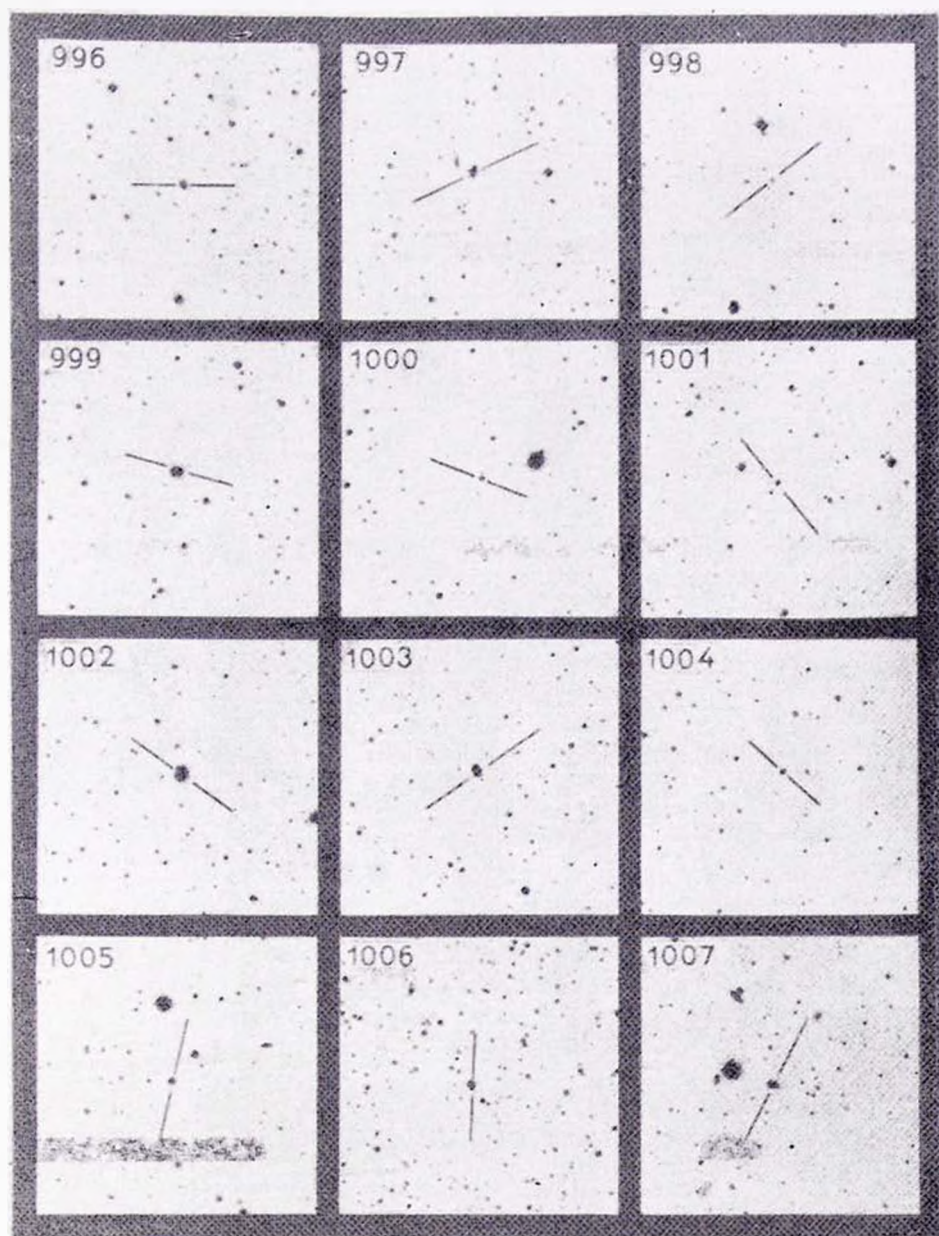
The eleventh list of galaxies having intense ultraviolet continuum is presented. The list contains data for 100 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 55 of them. The presence of Seyfert characteristics can be certainly expected of the following objects No. 1018, 1040, 1044, 1048 and 1095. The object No. 1014 is probably QSO. It is probable that the objects No. 1015, 1037 and 1055 are variable.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, (в печати), 1977.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.
5. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 197, L1, 1975.
6. M. L. Humason, N. H. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
7. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
8. A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 72, 730, 1967.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область $16' \times 16'$.
Север сверху. Восток слева.

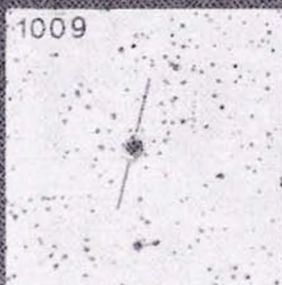


N

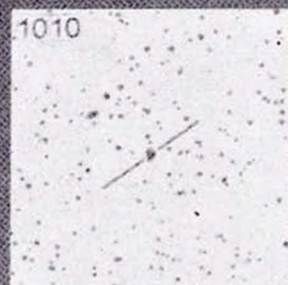
1008



1009



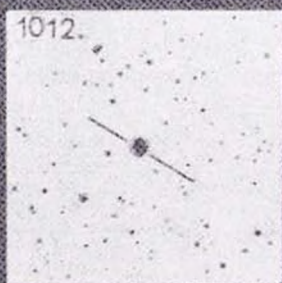
1010



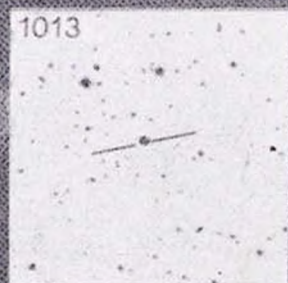
1011



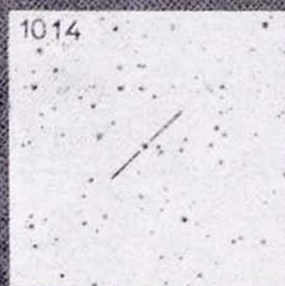
1012



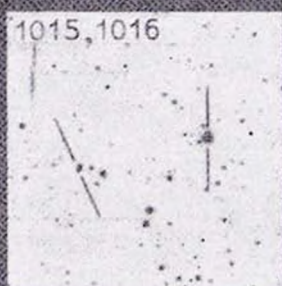
1013



1014



1015, 1016



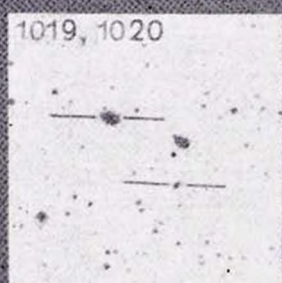
1017



1018



1019, 1020



1021, 1022



S

N

1023



1024



1025



1026



1027



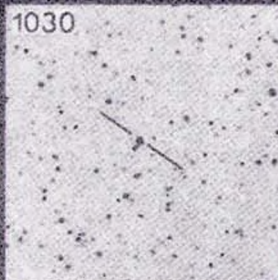
1028



1029



1030



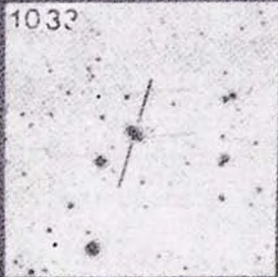
1031



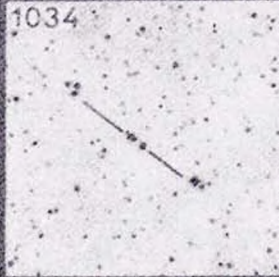
1032



1033



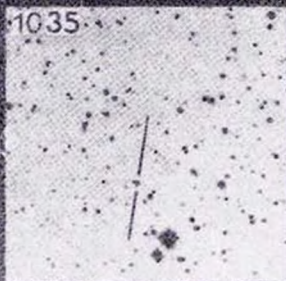
1034



S

N

1035



1036



1037



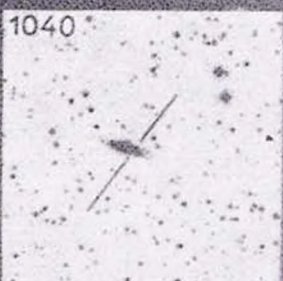
1038



1039



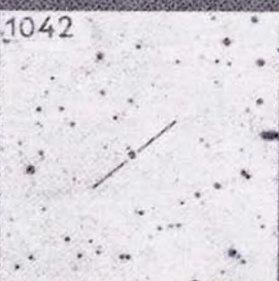
1040



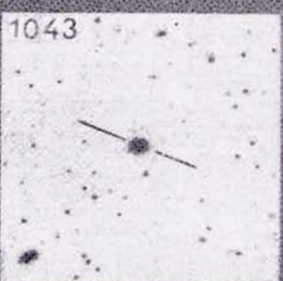
1041



1042



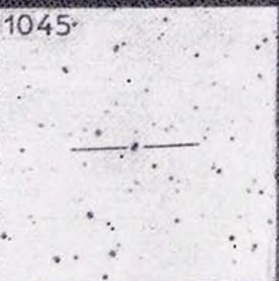
1043



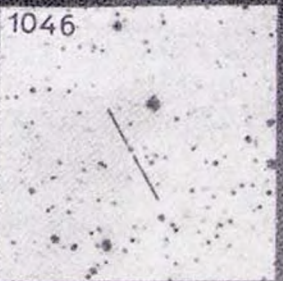
1044



1045



1046



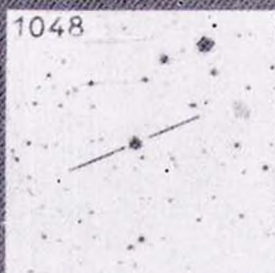
S

N

1047



1048



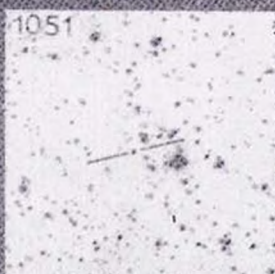
1049



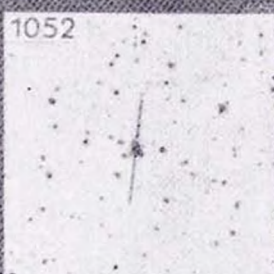
1050



1051



1052



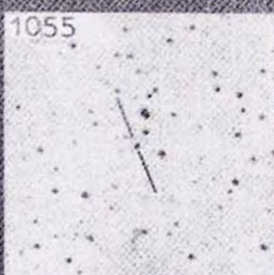
1053



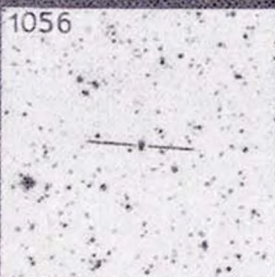
1054



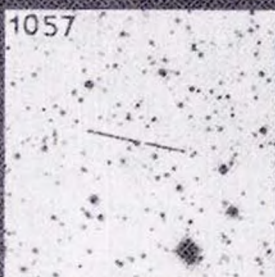
1055



1056



1057



1058



S

N

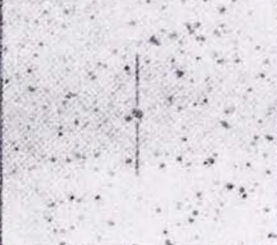
1059



1060



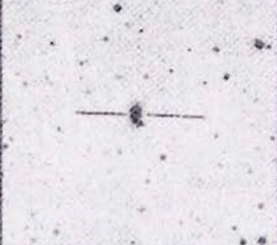
1061



1062



1063



1064



1065



1066



1067



1068



1069



1070



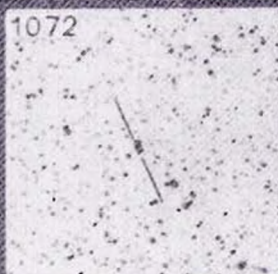
S

N

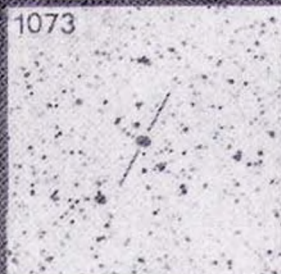
1071



1072



1073



1074



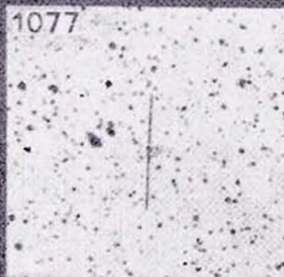
1075



1076



1077



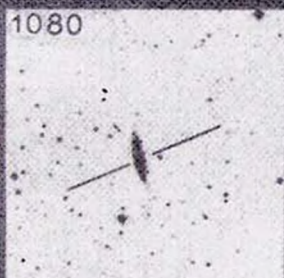
1078



1079



1080



1081



1082



S

N

1083

1084

1085

1086

1087

1088

1089, 1090

1091

1092

1093

1094

1095

S

К ст. Б. Е. Маркаряна, В. А. Липовецкого, Дж. А. Степаняна

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А2634

А. Г. ЕГИКЯН, А. Т. КАЛЛОГЛАН

Поступила 10 сентября 1976

На снимках 40" телескопа системы Шмидта Бюраканской обсерватории определены интегральные звездные величины 260 галактик в области скопления А 2634 до $B = 18^m.3$ и построена функция светимости галактик. Составлена карта распределения измеренных галактик.

Дифференциальная функция светимости растет не монотонно, а имеет некоторый локальный максимум при $15^m.8$. Интегральная функция светимости представлена уравнениями (1) и (2) в интервалах звездных величин $15^m.0 < B < 15^m.9$ и $15^m.9 < B < 18^m.3$, соответственно.

В скоплении наблюдается сегрегация галактик по яркости.

1. *Введение.* Построение функции светимости для достаточно большого количества скоплений представляет несомненный интерес, особенно для выявления возможных различий в форме функции светимости в зависимости от степени богатства скоплений и других параметров. До последнего времени функция светимости была известна лишь для немногих скоплений, однако применение автоматических фотометров существенно увеличило число исследованных скоплений.

Функция светимости, построенная Эйбеллом [1] для богатого скопления Coma имеет некоторый локальный максимум в яркой части. Такой же максимум наблюдается на яркой части функции светимости некоторых других скоплений галактик [2—6]. Наличие этого локального максимума приводит к излому кривой интегральной функции светимости. Аналогичное явление наблюдается и в функции светимости, построенной для галактик поля [7, 8]. При этом по имеющимся данным абсолютная величина точки излома, по всей вероятности, является постоянной.

В настоящей работе непосредственным фотометрированием определены интегральные В-величины 260 галактик в области скопления А 2634 по каталогу Эйбелла [9] для построения функции светимости галактик этого скопления.

2. *Наблюдательный материал и методика измерений.* Снимки получены на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в цвете В на пластинке ZU-2 в комбинации с фильтром GG-13. В качестве стандартов использованы внефокальные изображения звезд Северного полярного ряда, причем звездные величины звезд NPS в цветовой системе В определялись согласно формуле $B = m_{pg} + 0.19 - 0.13c$ по [10], где m_{pg} — стандартные фотографические звездные величины звезд NPS, c — соответствующие показатели цвета.

Исследуемое скопление галактик причислено Эйбеллом к первой группе населенности и первой группе расстояния. Угловой радиус по [9] равен $72' = 1.2$. Внутри этого радиуса на пластинках ZU-2 + GG-13 было отождествлено около 700 галактик. Интегральные звездные величины галактик в цветовой системе В определялись посредством измерений на микрофотометре МФ-2А. Для больших по размерам галактик применялся метод сплошных измерений. С этой целью использовалась квадратная диафрагма с размерами около $7'' \times 7''$, причем измерения производились так, чтобы соседние площадки вплотную примыкали друг к другу по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Слабые галактики измерялись в одной точке круглой диафрагмой либо с диаметром $9''$, либо с диаметром $7''$ в зависимости от размеров галактик. Измерения производились на двух пластинках, причем отклонения друг от друга значений звездных величин на них не превышали 0^m15 . Можно считать, что среднее отклонение звездных величин от их средних значений меньше 0^m1 .

Для того, чтобы с достаточной уверенностью охватить в исследовании все галактики до определенной звездной величины, мы ограничились галактиками до 18^m3 . В результате оказалось, что до этого предела в области скопления с общей площадью 4.52 кв. градуса имеется 260 галактик. Значения интегральных звездных величин этих галактик в цветовой системе В приведены в табл. 1.

В каталоге Цвикки [11] приводятся звездные величины для более чем 30 сравнительно ярких галактик в области скопления. Сравнение этих данных со звездными величинами, определенными в настоящей работе, показывает хорошее согласие. Отметим, что в каталоге Цвикки для центральной двойной галактики дается суммарная звездная величина галактик № 2 (NGC 7720) и № 13 в табл. 1 настоящей статьи.

Для составления карты распределения галактик до 18^m3 были измерены их прямоугольные координаты на координатометре "Ascorecord". Карта распределения галактик приведена на рис. 1. Нумерация галактик на рис. 1 и в табл. 1 совпадает.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИК В ЦВЕТОВОЙ
СИСТЕМЕ В В ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ А2634

№	В	№	В	№	В	№	В	№	В
1	14. ^m 50	36	15. ^m 96	71	16. ^m 85	106	17. ^m 31	141	17. ^m 59
2	14.51	37	15.96	72	16.86	107	17.32	142	17.60
3	14.81	38	15.97	73	16.86	108	17.33	143	17.60
4	14.84	39	15.99	74	16.87	109	17.34	144	17.61
5	14.94	40	16.00	75	16.89	110	17.34	145	17.61
6	15.02	41	16.04	76	16.93	111	17.36	146	17.63
7	15.13	42	16.05	77	16.93	112	17.36	147	17.63
8	15.17	43	16.07	78	16.94	113	17.36	148	17.64
9	15.18	44	16.25	79	16.98	114	17.37	149	17.65
10	15.23	45	16.29	80	16.98	115	17.37	150	17.65
11	15.24	46	16.32	81	16.98	116	17.38	151	17.65
12	15.30	47	16.36	82	16.99	117	17.38	152	17.65
13	15.36	48	16.39	83	17.00	118	17.38	153	17.66
14	15.49	49	16.39	84	17.00	119	17.39	154	17.67
15	15.50	50	16.40	85	17.03	120	17.40	155	17.67
16	15.50	51	16.40	86	17.09	121	17.41	156	17.67
17	15.57	52	16.45	87	17.09	122	17.41	157	17.68
18	15.59	53	16.48	88	17.11	123	17.42	158	17.68
19	15.59	54	16.52	89	17.12	124	17.44	159	17.69
20	15.63	55	16.54	90	17.16	125	17.45	160	17.70
21	15.65	56	16.54	91	17.18	126	17.47	161	17.70
22	15.65	57	16.60	92	17.18	127	17.48	162	17.70
23	15.73	58	16.61	93	17.24	128	17.48	163	17.70
24	15.75	59	16.62	94	17.24	129	17.49	164	17.72
25	15.77	60	16.64	95	17.24	130	17.50	165	17.73
26	15.77	61	16.70	96	17.24	131	17.50	166	17.73
27	15.83	62	16.71	97	17.24	132	17.50	167	17.73
28	15.85	63	16.71	98	17.25	133	17.51	168	17.73
29	15.87	64	16.74	99	17.26	134	17.51	169	17.74
30	15.87	65	16.77	100	17.26	135	17.52	170	17.75
31	15.89	66	16.81	101	17.27	136	17.52	171	17.75
32	15.91	67	16.82	102	17.29	137	17.54	172	17.75
33	15.94	68	16.82	103	17.29	138	17.56	173	17.75
34	15.95	69	16.84	104	17.30	139	17.58	174	17.77
35	15.96	70	16.85	105	17.31	140	17.58	175	17.78

Таблица 1 (продолжение)

№	В	№	В	№	В	№	В	№	В
176	17 ^m .79	193	17 ^m .92	210	18 ^m .04	227	18 ^m .13	244	18 ^m .21
177	17.79	194	17.93	211	18.05	228	18.14	245	18.21
178	17.80	195	17.94	212	18.06	229	18.14	246	18.22
179	17.80	196	17.94	213	18.07	230	18.14	247	18.22
180	17.81	197	17.94	214	18.07	231	18.14	248	18.25
181	17.83	198	17.95	215	18.07	232	18.14	249	18.26
182	17.84	199	17.95	216	18.07	233	18.15	250	18.26
183	17.84	200	17.98	217	18.08	234	18.16	251	18.26
184	17.85	201	18.00	218	18.09	235	18.17	252	18.28
185	17.85	202	18.02	219	18.09	236	18.18	253	18.29
186	17.85	203	18.02	220	18.09	237	18.18	254	18.30
187	17.86	204	18.02	221	18.09	238	18.19	255	18.30
188	17.87	205	18.02	222	18.10	239	18.19	256	18.31
189	17.90	206	18.02	223	18.11	240	18.20	257	18.31
190	17.91	207	18.03	224	18.12	241	18.20	258	18.31
191	17.92	208	18.04	225	18.13	242	18.20	259	18.32
192	17.92	209	18.04	226	18.13	243	18.21	260	18.32

3. *Распределение галактик в скоплении и сегрегация галактик по яркости.* Как видно из составленной карты, распределение галактик в скоплении носит весьма иррегулярный характер.

На рис. 2 приводится гистограмма распределения этих галактик по концентрическим кольцам вокруг центра скопления (рис. 1). На оси абсцисс указаны расстояния от центра скопления, выраженные в градусах, а на оси ординат — нормированное число галактик в соответствующих кольцах на квадратный градус. Числа исправлены за плотность галактик окружающего фона (13 галактик ярче $B = 18^m.1$ в одном квадратном градусе) согласно [12], где для этой плотности дается значение, равное 51 галактике поля ярче $P = 19^m.0$ в одном кв. градусе. Из гистограммы видно, что плотность галактик с расстоянием от центра скопления падает довольно быстро: по сравнению с центральным кольцом плотность на расстоянии примерно 1° от центра падает почти в 10 раз. В случае A262, принадлежащего, как и A2634, к первой группе расстояния по Эйбеллу, это отношение при том же угловом расстоянии от центра скопления также равнялось 10 [2].

С целью исследования эффекта сегрегации ярких и слабых галактик, в табл. 2 приведены числа галактик ярче и слабее условно взятого значения $16^m.5$. В четвертом и седьмом столбцах дается отношение K_1 наблюдаемого числа ярких галактик к числу слабых в данном кольце и аналогичное

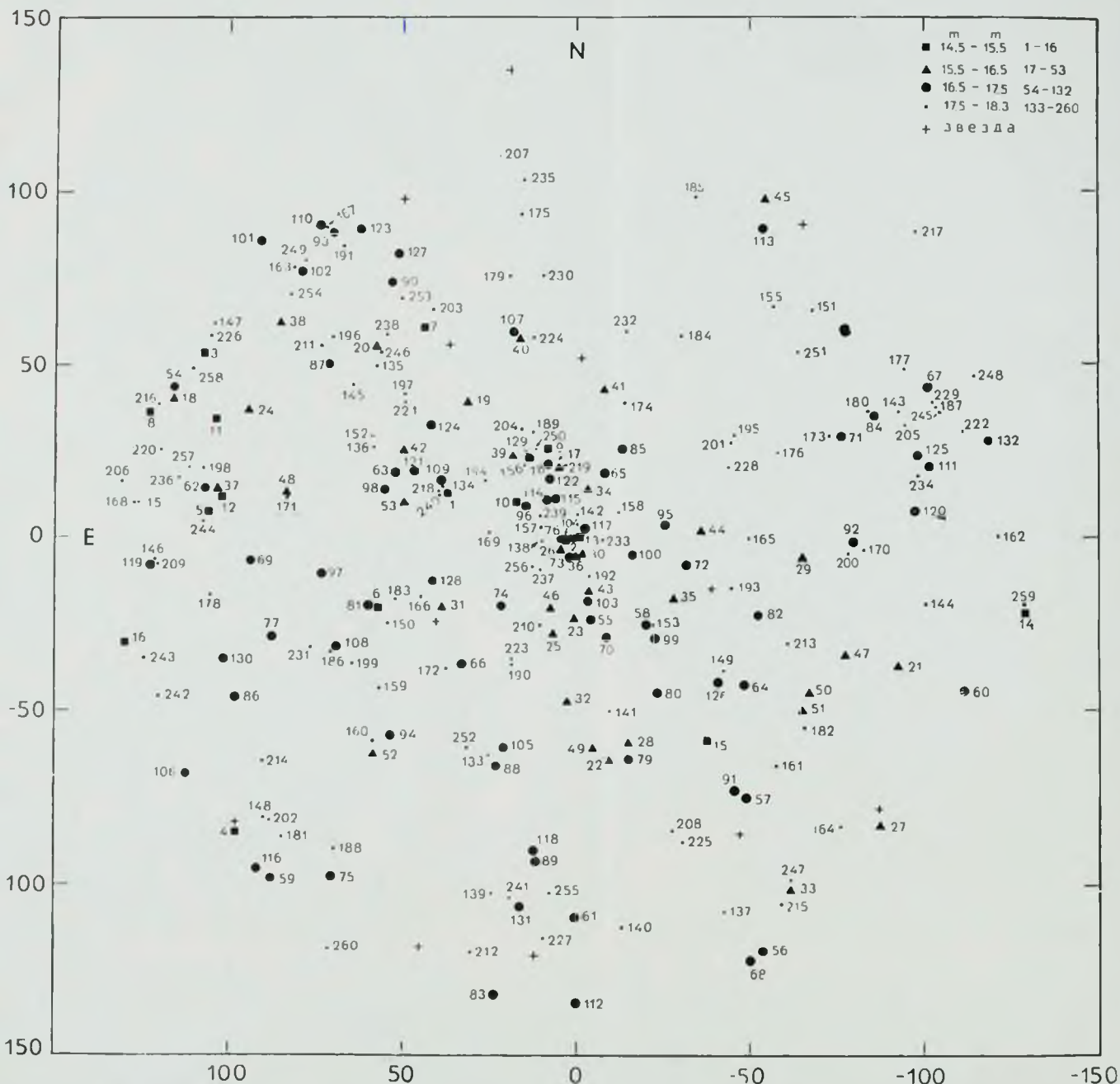


Рис. 1. Карта распределения галактик в области скопления A2634. Масштаб: $41''$ на 1 мм.

отношение K_2 после исправления за галактики поля. Как видно из данных таблицы, в исследуемом скоплении наблюдается некоторая сегрегация ярких и слабых галактик: более яркие галактики сильнее концентрируются к центру скопления. В отличие от этого скопления и скопления Coma сегрегация ярких и слабых галактик не наблюдается в скоплении A262 [13].

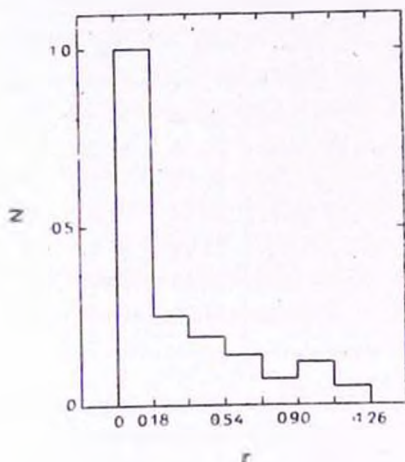


Рис. 2. Распределение галактик по концентрическим кольцам вокруг центра скопления A2634.

принадлежащем нулевой группе богатства [9]. Согласно работе Т. Остина и Дж. Пича [4], сегрегация галактик по яркости не наблюдается также и в богатом скоплении третьей группы населенности A1413 [9]. Предполагаемое Т. Нунаном [14] наличие сегрегации галактик по яркости в том же скоплении авторами работы [4] объясняется тем, что яркие и слабые галактики в скоплении распределены с различной симметрией.

Таблица 2

r (°)	Наблюдаемое			Исправленное за галактики поля		
	$n_B < 16^m.5$	$n_B > 16^m.5$	K_1	$n_B < 16^m.5$	$n_B > 16^m.5$	K_2
0.00—0.36	17	39	0.44	17	34	0.50
0.36—0.72	15	60	0.25	15	44	0.34
0.72—1.26	21	108	0.19	17	62	0.27

В скоплении A2634 при продвижении к центру наблюдается также некоторая тенденция к увеличению средних яркостей галактик (табл. 3). Значения В-величин, соответствующие усредненной яркости галактик в каждом кольце, не исправленные за галактики поля, приведены во втором

столбце табл. 3. При учете влияния галактик окружающего фона их средние яркости определялись по средним значениям в соответствующих единичных интервалах звездных величин. Эти исправленные величины B_0 приведены в третьем столбце табл. 3. Данные табл. 3 подтверждают наличие в скоплении сегрегации галактик по яркости.

Таблица 3

r (°)	B	B_0
0.00—0.18	16. ^m 45	16. ^m 42
0.18—0.36	16.39	16.28
0.36—0.54	17.00	16.94
0.54—0.72	16.78	16.64
0.72—0.90	17.24	17.23
0.90—1.08	16.85	16.72
1.08—1.26	16.73	16.36

4. *Функция светимости.* На основании данных табл. 1 была построена функция светимости скопления. Подсчеты галактик производились в интервалах шириной 0^m3 . Дифференциальная функция светимости скопления

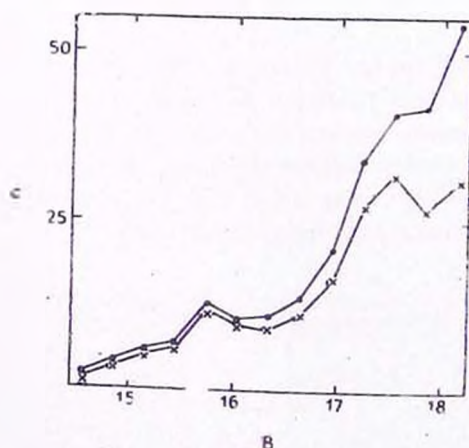


Рис. 3. Дифференциальная функция светимости скопления галактик A2634: ● — без коррекции за галактики поля, × — с коррекцией за галактики поля (13 галактик поля ярче $B = 18^m1$ на 1 кв. градус).

без коррекции и с коррекцией за галактики поля по [12] приведена на рис. 3. Как видим, эта функция растет не монотонно, а имеет четко выраженный локальный максимум около 15^m8 . Этот результат находится в

согласии с утверждением Эйбелла [1, 3] о том, что в функции светимости некоторых скоплений галактик имеется вторичный максимум на яркой части кривой. Такой же максимум наблюдается на яркой части функции светимости для скоплений галактик A262 [2], A1413 [4], A193 [6] и некоторых других [5]. Более медленное возрастание функции светимости скопления A2634 за 17^m6 , по-видимому, объясняется использованием диафрагмы меньших размеров для измерения яркости галактик слабее около 17^m6 . Вследствие этого яркости некоторых галактик могли быть занижены, и некоторое число галактик могло перейти в соседний более слабый интервал.

Наличие локального максимума в функции светимости скопления приводит к излому кривой интегральной функции светимости. Интегральная логарифмическая функция светимости скопления A2634 представлена на рис. 4. Точке излома соответствует $B=15^m9$. Для участков функции ярче и слабее 15^m9 методом наименьших квадратов получены следующие уравнения:

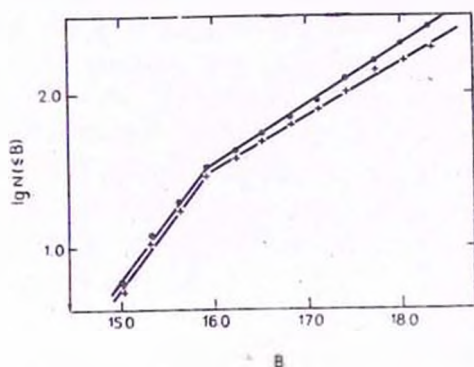


Рис. 4. Интегральная функция светимости скопления галактик A2634: ● — без коррекции за галактики поля, + — с коррекцией за галактики поля (13 галактик поля ярче $B = 18^m1$ на 1 кв. градус).

для не исправленной за галактики поля

$$\begin{aligned} \lg N(\leq B) &= (0.79 \pm 0.20) B + (-11.11 \pm 0.77), & B \leq 15^m9, \\ \lg N(\leq B) &= (0.38 \pm 0.03) B + (-4.60 \pm 0.10), & B \geq 15^m9, \end{aligned} \quad (1)$$

для исправленной за галактики поля

$$\begin{aligned} \lg N(\leq B) &= (0.81 \pm 0.22) B + (-11.47 \pm 0.86), & B \leq 15^m9, \\ \lg N(\leq B) &= (0.35 \pm 0.03) B + (-4.03 \pm 0.13), & B \geq 15^m9. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что первые точки в ярких частях кривых, имеющие малый вес, при составлении уравнений (1) и (2) не учитывались. Как видим, учет галактик поля мало меняет значения угловых коэффициентов. Угловой коэффициент яркой части функции светимости почти совпадает с угловым коэффициентом той же части функции светимости скопления Coma, равным по Эйбеллу 0.78 [1]. Однако функция светимости для скопления Coma построена по фотовизуальным звездным величинам. В случае скоплений A193 [6] и ZwCl 1710.4+6401 [15] Бёрнгеном и Каллогляном было получено, что угловые коэффициенты интегральной функции светимости в В значительно больше, чем в V. Такой результат авторами объясняется тем, что галактики в этих скоплениях становятся менее красными при уменьшении их светимости. Исходя из этого, можно предположить, что в скоплении A2634 нет зависимости между показателями цвета и светимостями галактик, или же эта зависимость очень слаба.

Согласно Джиннеру [16], средняя радиальная скорость по двум центральным галактикам скопления A2634 равна 8730 км/сек. При $H=55$ км/сек на Мпс для расстояния скопления получаем 1.6×10^4 пс. Абсолютная звездная величина M_V в точке излома, наблюдаемого в интегральной функции светимости при $B=15^m9$, равна -20^m5 , после исправления за галактическое поглощение. Между тем, согласно Руду [17], для точки излома в интегральных функциях светимости скопления Coma и Virgo $M_V = -20^m8$ в той же шкале расстояния. Трудно допустить, что $B-V$ ярких галактик в исследуемом скоплении в среднем составляет всего 0^m3 . Поэтому нужно полагать, что локальный максимум в функции светимости A2634 достигается в более яркой части кривой, чем это имеет место в случае Coma и Virgo.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE LUMINOSITY FUNCTION OF THE CLUSTER OF GALAXIES A2634

A. G. EGHKIAN, A. T. KALLOGHLIAN

On the plates obtained with the 40-inch Schmidt telescope of the Byurakan Observatory the integral magnitudes of 260 galaxies up to 18^m3 in B system have been measured in the Abell cluster No. 2634 and the luminosity function of the galaxies has been constructed. The distribution chart of the measured galaxies is given.

The differential luminosity function grows not monotonously but has a local maximum at about 15^m8 . The integral luminosity function is represented by equations (1) and (2) in the magnitude intervals $15^m0 \leq B \leq 15^m9$ and $15^m9 \leq B \leq 18^m3$ respectively.

A segregation of bright and faint galaxies in the cluster is observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. O. Abell, Problems of Extragalactic Research, ed. G. McVittie, London, 1962, p. 213.
2. А. Т. Каллолиан, Сообщ. Бюраканской обс., 40, 3, 1969.
3. L. P. Bantz, G. O. Abell, Ap. J., 184, 709, 1973.
4. T. B. Austin, J. V. Peuch, M. N., 168, 591, 1974.
5. A. Oemler, Ap. J., 194, 1, 1974.
6. Ф. Бёрнис, А. Т. Каллолиан, Астрофизика, 12, 397, 1976.
7. S. van den Bergh, Z. Astrophysik, 53, 219, 1961.
8. М. А. Аракелян, А. Т. Каллолиан, Астрон. ж., 46, 1215, 1969.
9. G. O. Abell, Ap. J. Suppl. ser., 3, No. 31, 211, 1958.
10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1964.
11. F. Zwicky, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, VI, Switzerland, 1968.
12. C. D. Shane, C. A. Wirtanen, Publ. Lick Obs., 22, part 1, 1, 1967.
13. А. Т. Каллолиан, Астрофизика, 8, 43, 1972.
14. T. W. Noonan, A. J., 77, 9, 1972.
15. Ф. Бёрнис, А. Т. Каллолиан, Астрофизика, 13, 5, 1977.
16. D. C. Jenner, Ap. J., 191, 55, 1974.
17. H. J. Rood, Ap. J., 158, 658, 1969.

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ NGC 6306. I

М. А. КАЗАРЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 16 апреля 1977

Приведены результаты подробного спектрофотометрического и морфологического исследования галактики NGC 6306, имеющей ультрафиолетовый избыток в спектре. Галактика состоит из ряда ярких сгущений, показывающих сильный эмиссионный спектр. Однако высшие члены водородной серии находятся в поглощении. Приведены контуры линий и их эквивалентные ширины. По отношению интенсивностей линий $[S II] \lambda\lambda 6731/17$ оценено значение $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ для некоторых центральных областей галактики. Выявлено различие лучевых скоростей между отдельными областями.

Делается заключение, что NGC 6306 является весьма активной галактикой, в которой происходят бурные процессы звездообразования.

NGC 6306 физически связана с NGC 6307, не показывающей какой-либо активности.

1. *Введение.* В настоящее время интерес к галактикам, показывающим в спектре ультрафиолетовый избыток, все время растет и им посвящено уже много работ, основную долю которых составляют спектральные наблюдения.

Подробное спектрофотометрическое исследование показало, что как по своим спектральным характеристикам, так и по морфологическим особенностям они не составляют однородной группы, хотя большинство из них (более 80%) имеет эмиссионные линии в спектре [1, 2]. В [3] было впервые показано, что по спектральным особенностям галактики с ультрафиолетовым избытком можно разбить на пять групп. В дальнейшем новые наблюдения объектов с ультрафиолетовым избытком подтвердили реальность такой группировки [4, 5].

В настоящей работе приведены результаты спектрального и морфологического исследования галактики с ультрафиолетовым избытком NGC 6306, относящейся к той группе галактик классификации, приведенной в [3], в спектрах которых узкие эмиссионные линии наблюдаются одновременно с абсорбционными линиями. Сильный ультрафиолетовый избы-

ток у этой галактики обнаружен одним из авторов (М. А. К.) с помощью 40" телескопа системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории и 1.5 объективной призмы, дающей дисперсию примерно 2500 А/мм у $H\beta$. NGC 6306 составляет двойную систему с галактикой NGC 6307 и включена в каталог Холмберга под № 769 [6]. Согласно Кинану NGC 6306 и NGC 6307 являются галактиками типа S и E, соответственно [7]. Видимые фотографические интегральные величины этих галактик равны 14^m0 и 13^m8 [8].

Получены три спектра NGC 6306, причем два из них на 107" телескопе обсерватории МакДональд со спектрографом UVITS с дисперсией около 230 А/мм, а один — на 200" телескопе Паломарской обсерватории с каскаренновским спектрографом с дисперсией порядка 190 А/мм. Для сравнения получен также спектр галактики NGC 6307 на 107" телескопе. Ширина щели спектрографов была порядка 1—2". Краткое описание спектров было опубликовано ранее [8]. Там же было показано, что расстояние до NGC 6306 равно примерно 36 Мпс, а абсолютная фотографическая величина $M = -18.5$.

Для выяснения морфологических особенностей NGC 6306 получены 5 крупномасштабных снимков в фотографических лучах, причем 3 из них в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (масштаб 20.5 на 1 мм), а 2 — на 6-м телескопе БТА САО АН СССР (масштаб 8.5 на 1 мм).

2. Морфологическая структура. На рис. 1 приведены репродукции фотографии, полученной на 6-м телескопе в фотографических лучах, которые отличаются друг от друга выдержкой при печатании на фотобумаге. Это сделано с той целью, чтобы показать структуру как центральной части, так и внешних областей галактики. Ее яркая центральная часть расщеплена на две вытянутые параллельно друг другу области, восточную и западную, которые отделяются узкой полосой шириной в 1" дуги и имеют размеры 3.8×7.6 , 2.5×9.5 , соответственно. Восточная часть в свою очередь разделена на две почти равные по яркости и по размерам области круглой формы с диаметром 3.8. Кроме того, от восточной и западной частей к северу и югу отходят прямые слабые хвосты, которые хорошо заметны на нижнем снимке рис. 1. Каждый из хвостов в свою очередь состоит из двух областей, с размерами 8×3.5 , 9×3 и 9×3.5 , 6×2 " для южного и северного хвостов соответственно.

Для ясности при дальнейшем изложении все вышеотмеченные области галактики пронумерованы на рис. 1 римскими цифрами.

Таким образом, NGC 6306 имеет довольно сложную структуру и состоит фактически из двух отдельных полосок — восточной и западной, с яр-

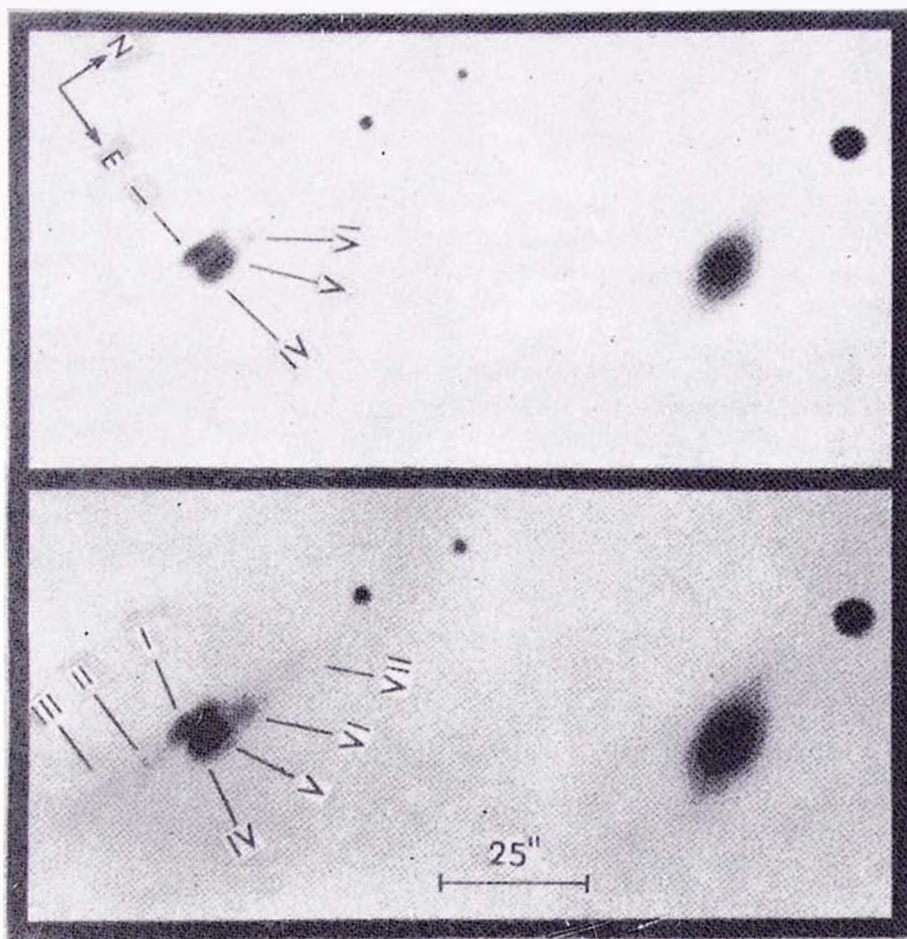


Рис. 1. Репродукция снимка NGC 6306 и NGC 6307, полученного на 6-м телескопе САО АН СССР.

К ст. М. А. Казаряна, Э. Е. Хачикяна

ной на 16.7 к югу от I, заметны линии $[N II]\lambda$ 6584 и H_α , которые смещены от соответствующих линий первых двух областей примерно на 6 Å в сторону коротких волн, что соответствует разнице лучевых скоростей между ними приблизительно 270 км/сек.

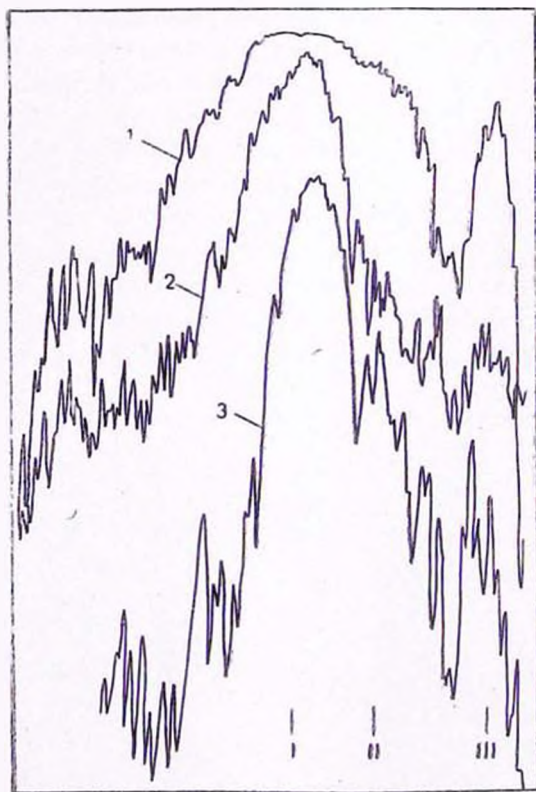


Рис. 3. Регистрограммы вдоль линии H_α (1 — по спектру Q 4317, 3 — по UVITS) и прямой фотографии (2) областей I, II, III.

На рис. 3 приведены регистрограммы линии H_α вдоль щели по спектрам Q 4317 и UVITS 324с. Для сравнения между ними приведена регистрограмма той же области галактики, т. е. западной полоски, по прямым фотографиям, полученным на 2.6-м телескопе. Места максимумов почернений соответствующих областей I, II, III западной полоски отмечены на этом рисунке. Мы старались привести все регистрограммы на рис. 3 к одному масштабу по горизонтали. Однако, ввиду различия масштабов оригинальных снимков, авторам это удалось неполностью. Несмотря на это, хорошо видно, что сгущения западной полоски галактики, выделяемые на пря-

мых фотографиях (рис. 1), являются источниками H_α излучения. Следует отметить, что ввиду того, что спектр Q 4317 несколько передержан, области I и II в нем разделяются нечетко.

При фотографировании спектра UVITS 306а щель спектрографа была направлена вдоль восточной полоски, расположенной почти в точности по линии N—S. В спектрах области IV и V (рис. 1) наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731/17, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_2 , H_3 , H_7 и [O II] λ 3727. Последняя линия довольно интенсивна, однако не включена в дальнейшие расчеты, т. к. она искажена дефектом на пластинке. В поглощении находятся H_4 , H_5 , линия K Ca II (линия H Ca II сливается с H_4) и другие линии водорода от H_8 до H_{12} . Что же касается области VI, находящейся на расстоянии приблизительно $5''$ от области V, то она проявляет себя только в эмиссионной линии H_7 . Одноименные спектральные линии, принадлежащие областям IV и V, фактически не разделяются по высоте щели друг от друга. Однако линии области V смещены к красной части спектра на величину, примерно соответствующую лучевой скорости 660 ± 65 км/сек.

Как уже отмечалось выше, для сравнения получен также спектр NGC 6307, компаньона исследуемой галактики, в котором наблюдаются линии поглощения бальмеровской серии от H_2 до H_{13} , а также довольно сильные линии H и K Ca II. Отметим здесь, что красные смещения обеих галактик одинаковы и составляют $z = 0.0094$.

4. *Относительные интенсивности, эквивалентные ширины линий и электронная плотность в NGC 6306.* Относительные интенсивности и эквивалентные ширины линий в спектре NGC 6306 для областей I, II, IV и V приведены в табл. 1 и 2.

Для определения спектральной чувствительности системы в качестве стандарта была выбрана галактика 3C 120, для которой с достаточной точностью известно распределение энергии в спектре.

Электронная плотность NGC 6306 для областей I, IV и V определена с помощью отношения интенсивностей запрещенных линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717 и 6731 ($R = I_{6717}/I_{6731}$), которые хорошо выделяются на их регистрируемых. По данным, приведенным в табл. 1, значения R для вышеотмеченных областей равны соответственно 1.17 и 1.03. Значения n_e определены методом Сарафа и Ситона [9], при этом для электронной температуры T_e принято значение 10^4 °K. Определенные таким образом значения n_e для указанных областей равны: $n_e = 2.1 \cdot 10^3$ см $^{-3}$ (для I области) и $n_e = 1.4 \cdot 10^3$ см $^{-3}$ (для областей IV и V).

5. *Обсуждение.* Из приведенных наблюдательных данных видно, что галактика NGC 6306 имеет необычайную морфологическую структуру и интересные спектральные особенности.

Как уже отмечалось выше, центральная область галактики расщеплена на две части, каждая из которых состоит из отдельных ярких сгущений.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ
NGC 6306

Ион	λ_0	UVITS		
		324с		306а
		$I_\lambda / I_{H\beta}$	$I_\lambda / I_{H\beta}$	$I_\lambda / I_{H\beta}$
		I	II	IV + V
[S II]	6731	1.37	—	0.70
[S II]	6717	1.60	—	0.72
[N II]	6584	5.08	1.01	1.19
HI	6563	14.10	10.50	8.15
[N II]	6548			
[O III]	5007	0.61	0.70	—
[O III]	4959	0.25	0.37	—
HI	4861	1.00	1.00	1.00
HI	4340	0.30	—	0.30
[O II]	3727	1.18	0.73	—

С этой точки зрения NGC 6306 скорее можно отнести к иррегулярным галактикам, чем к спиральным, как это отмечено в [7].

Весьма примечательно, что наблюдается разница лучевых скоростей между отдельными областями галактики. Уже было отмечено, что лучевые скорости I и III областей отличаются на 270 км/сек. Такую же особенность показывают области IV и V. В табл. 3 приведены оценки разности их лучевых скоростей, сделанные по разным спектральным линиям. Среднее значение разности равно $\Delta v = 660 \pm 65$ км/сек.

Для наглядности на рис. 4 приведены контуры линий H_α , H_γ , H_δ , CaII λ 3934, $H_\delta - H_{11}$, построенные по спектру UVITS 306а. Как на этом, так и на последующих двух рисунках масштаб по горизонтальной оси для всех линий одинаков и отмечен на рисунках. По вертикальной оси отложены величины $r_\lambda = I_\lambda / I_\lambda^0$, где I_λ и I_λ^0 — интенсивности внутри контура линии и непрерывного спектра соответственно. Каждый из этих контуров состоит из двух компонентов, принадлежащих областям IV и V. Компонент длинноволновой части спектра, соответствующий области V, при этом более интенсивен. Исключение составляет линия H_δ , у которой по неизвестной причине коротковолновый компонент незначительно интенсивнее.

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ
NGC 6306

Ион	λ_0	Эмиссия или абсорбция	UVITS 324с		UVITS 306a
			W_λ (Å)		W_λ (Å)
			I	II	IV+V
[S II]	6731	эмиссия	6.8	—	10.0
[S II]	6717	"	9.8	—	18.0
[N II]	6584	"	33.6	4.8	7.5
H I	6563	"	84.5	52.3	69.1
[N II]	6548	"			
[O III]	5007	"	5.2	5.6	—
[O III]	4959	"	2.1	3.8	—
H I	4861	"	8.2	8.0	15.2
H I	4340	"	3.4	—	4.3
H I	4340	абсорбция	—	2.1	—
H I	4102	"	—	2.5	2.1
H I	3970	"	4.2	—	—
Ca II	3968	"	—	4.9	5.6
Ca II	3934	"	—	3.9	2.3
H I	3889	"	2.5	6.2	2.0
H I	3835	"	5.1	7.1	4.3
H I	3798	"	—	—	4.4
H I	3770	"	—	2.1	1.2
H I	3750	"	1.6	1.7	1.4
[O II]	3727	эмиссия	14.1	8.6	—
H I	3712	абсорбция	—	0.5	—

Таблица 3

РАЗНОСТИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ
МЕЖДУ ОБЛАСТЯМИ IV И V

Линия	$\Delta\lambda$ (Å)	Δv (км/сек)
H ₃ эм.	11.2	690
H ₇ "	9.6	660
H ₁ абс.	9.9	750
K "	8.5	650
H ₈ "	7.6	590
H ₁₀ "	9.5	750
H ₁₁ "	7.6	610

На рис. 5 приведены контуры линий H_α и $[N II] \lambda\lambda 6584/48$, построенные по спектру UVITS 324с для областей I (точки), II (крестики) и III (кружочки). На рис. 6 приведены контуры остальных линий области I $[S II] \lambda\lambda 6731/17$, $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$, H_β , H_γ , H_ϵ , H_δ , H_{12} и $[O II] \lambda 3727$, построенные по тому же спектру. Из рисунков видно, что контуры всех линий симметричны, кроме контуров линий H_{12} и $[O II] \lambda 3727$. Крылья последних линий перекрывают друг друга и сливаются, ввиду чего они становятся асимметричными.

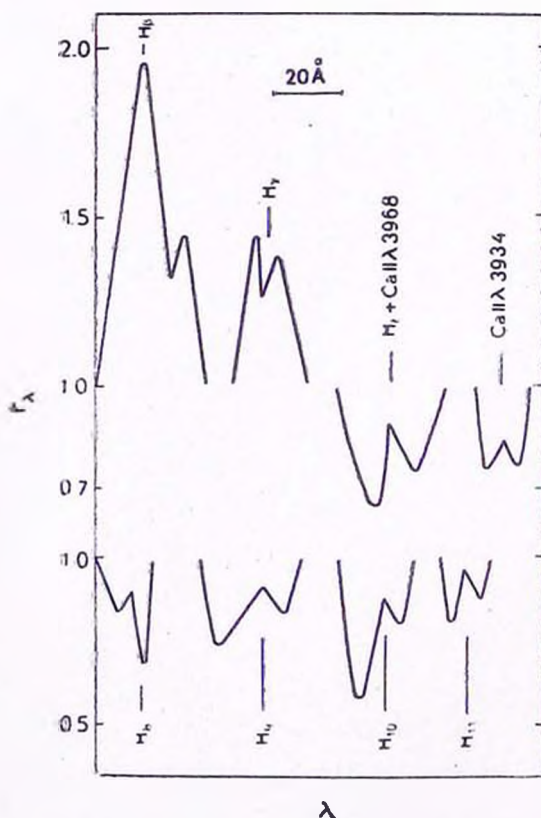


Рис. 4. Контурсы линий для областей IV и V (UVITS 306a).

Из табл. 1 видно, что относительные интенсивности I_{H_2}/I_{H_3} и I_{H_1}/I_{H_3} для областей I, II, IV и V в несколько раз больше теоретического значения для любых моделей газовых туманностей. Это, по-видимому, может быть результатом двух причин: а) поглощения пылью в самой галактике, б) влияния абсорбционных компонентов бальмеровских линий на их эмиссионный компонент.

Подробное рассмотрение этого вопроса авторы предполагают провести отдельно в ближайшем будущем.

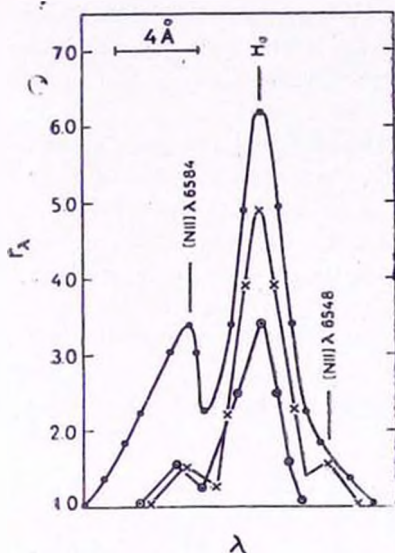


Рис. 5. Контурсы линии H_γ для областей I, II, III (UVITS 324с).

Из полученных данных можно судить также о степени возбуждения газовой составляющей областей I, II, IV и V, мерилom которой в случае NGC 6306 могут служить интенсивности запрещенных линий $[O III]$ и $[N II]$. Так, например, линии N_1 и N_2 наблюдаются только в областях I и II. Отсутствие этих линий в областях IV и V, по всей вероятности, является результатом их низкого возбуждения, настолько низкого, что относительное число дважды ионизованных атомов кислорода недостаточно для их проявления. Отметим, что электронная плотность не может служить препятствием для свечения N_1 и N_2 в этих областях, так как она значительно ниже (порядка 10^3 см^{-3}) критической плотности для этих линий. Обращая внимание на то, что интенсивность линии $[N II] \lambda 6584$ в I области в несколько раз больше, чем в остальных областях (см. табл. 1 и 2), можно заключить, что в этой области степень возбуждения наивысшая.

Заметим также, что в спектре области I отсутствует линия поглощения $Ca II \lambda 3934$, а в остальных областях она имеет умеренную интенсивность (см. табл. 2). Это важное обстоятельство указывает на то, что спектр области I можно отнести к типу B5 или более раннему. Спектры же остальных областей по своим признакам ближе к спектральному типу A.

Естественно возникает вопрос, реально ли разделение галактики NGC 6306 на отдельные области, или такая структура является результатом проекции на ядро поглощающей материи в галактике?

В пользу того, что галактика действительно состоит из отдельных областей, говорят следующие факты:

1. Отличие лучевых скоростей в разных областях друг от друга.
2. Различие спектральных характеристик восточной и западной областей (различие значений относительных интенсивностей и эквивалентных ширин линий и отсутствие линий Ca II в спектре западной части галактики, а линий N_1 и N_2 — в восточной).

3. Круглая форма некоторых областей (IV, V, VI), которая вряд ли может быть следствием поглощения на их границах.

4. Разделение галактики на две очень сходные по форме полосы с яркими сгущениями и хвостами. Причем, яркие концы полосок имеют резкие края.

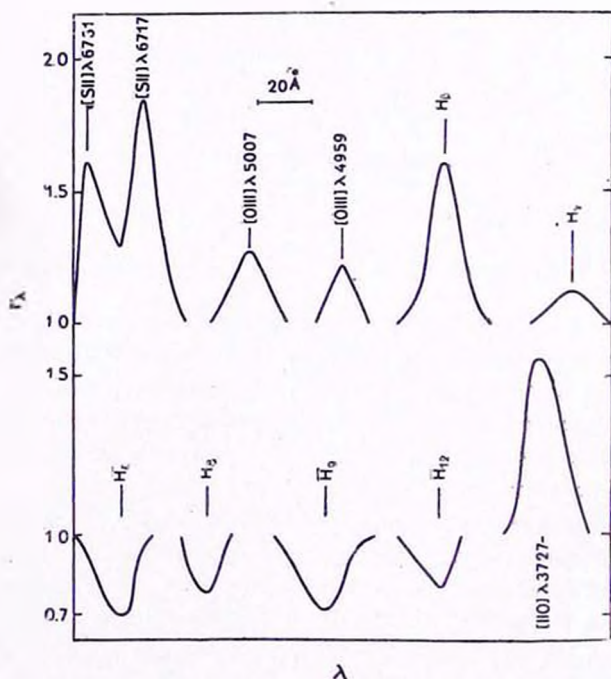


Рис. 6. Контуры линий области I (UVITS 324c).

Линейные размеры центральной яркой области I равны примерно 1700×450 пс. Области IV и V примерно равны друг другу и линейные размеры их диаметров порядка 700 пс. Последние две области тесно соприкасаются и расстояние между их центрами того же порядка, что и их диаметры.

Исходя из линейных размеров этих областей и их физических особенностей, можно сделать заключение, что центральная область NGC 6306

представляет собой гнездо голубых образований, напоминающих сверхассоциации.

Общая длина галактики, от конца одного хвоста до другого, составляет около 8000 пс, а толщина галактики, которая наибольшая в центральной части, составляет 1300 пс.

Таким образом, морфологические и физические особенности исследуемой галактики свидетельствуют о том, что она является весьма активной галактикой и в ней идут бурные процессы образования ассоциаций и сверхассоциаций, в согласии с концепцией В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик [10].

Следует еще раз отметить, что NGC 6306 и NGC 6307 находятся на одинаковом расстоянии и одновременно очень близки друг к другу. Расстояние между ними приблизительно 1.6×10^4 пс. Это говорит в пользу того, что NGC 6306 и NGC 6307 действительно составляют физическую систему. Однако они по своей активности сильно отличаются друг от друга. NGC 6307 находится в более спокойном состоянии. В ее спектре не обнаружено ни одной эмиссионной линии, в то же самое время линия K Ca II в спектре NGC 6307 значительно интенсивнее, чем в различных областях NGC 6306. Это видно из табл. 4, в которой приведены эквивалентные ширины этой линии для двух галактик.

Таблица 4
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ
K; Ca II В СПЕКТРАХ NGC 6306 И
NGC 6307

NGC 6306			NGC 6307
W (I)	W (II)	W (IV+V)	W
—	3.9A	2.3 A	11.3A

Тот факт, что две столь различные по морфологической структуре и активности галактики составляют физическую систему, также заслуживает внимания.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE
GALAXY NGC 6306. I

M. A. KAZARIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometry and morphology of NGC 6306 with UV-continuum in spectrum are presented. The galaxy consists of many bright knots with strong emission lines. But the highest members of Balmer lines are in absorption. The profiles and equivalent widths of lines are also presented. The electron density n_e is estimated by means of the intensity-ratio of emission lines $[S II] \lambda\lambda 6731/6717$. For the central parts of the galaxy n_e is equal to 10^3 cm^{-3} . It is shown that radial velocities of separate parts of the galaxy differ. It is concluded that NGC 6306 is a very active galaxy with very active star formation.

NGC 6306 is physically connected with NGC 6307 which shows no activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
3. E. Ye. Khachikian, *A. J.*, 73, 891, 1958.
4. M. H. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
5. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
6. E. Holmberg, *Ann. Obs. Lund*, No. 6, 1933.
7. P. C. Keenan, *Ap. J.*, 85, 325, 1937.
8. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 10, 477, 1974.
9. H. Saraph, M. J. Seaton, *M. N.*, 148, 367, 1970.
10. V. A. Ambartsumian, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1955, p. 1.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ОТ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 1 апреля 1976

Показано, что эквивалентная ширина линии $[O III] \lambda 5007$, а также отношение интенсивностей этой линии и H_α в спектрах объектов сейфертовского типа убывают с уменьшением показателя цвета $U-B$. Между тем, в спектрах других галактик с эмиссионными линиями эти величины возрастают с уменьшением показателя цвета.

Поведение рассмотренных величин в галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу, может быть интерпретировано как следствие низкой электронной плотности газа, в случае которой относительная интенсивность запрещенных и водородных линий обуславливается лишь электронной температурой. Что касается поведения тех же величин в спектрах объектов сейфертовского типа, оно может быть приписано в среднем более высоким значениям электронной плотности и изменениям этой величины в рассмотренном интервале цветов. Такая интерпретация ведет, в свою очередь, к заключению, что электронная плотность в объектах типа NGC 1068 несколько ниже, чем в галактиках типа NGC 4151.

Сравнение характера зависимости эквивалентных ширин эмиссионных линий от показателя цвета у нормальных галактик и галактик Сейферта представляет очевидный интерес, поскольку может способствовать пониманию природы объектов сейфертовского типа. На материале классических галактик Сейферта и ряда нормальных галактик подобные зависимости рассматривались ранее И. И. Проник [1]. Особенно перспективным представляется исследование зависимости от показателя цвета отношения интенсивностей запрещенных и водородных линий, поскольку, в силу различия механизмов образования, интенсивности этих линий различным образом зависят от свойств источника ионизирующего излучения. В настоящей статье рассматривается зависимость от показателя цвета $U-B$ эквивалентных ширин линий $[O III] \lambda 5007$ и H_α .

1. *Объекты сейфертовского типа.* Как известно, некоторые объекты сейфертовского типа характеризуются очень высоким значением отношения интенсивностей запрещенных и водородных линий. Существует даже точка зрения, что высокое значение отношения интенсивностей запрещенных и водородных линий является достаточным условием для отнесения галактики к сейфертовскому типу (см. примечание к [2]). Однако результаты измерения эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектрах ряда объектов сейфертовского типа из числа галактик Маркаряна [3—5] свидетельствуют о том, что это условие, по крайней мере, не является необходимым. Для иллюстрации в табл. 1 приведены эквивалентные ширины линий $[O III] \lambda 5007$ и $H\beta$ в спектрах 15 галактик сейфертовского типа, полученные в [3—5]. Таблица содержит также показатели цвета $B-V$ и $U-B$, полученные с диафрагмой, размер которой указан в шестом столбце. В седьмом столбце приведены ссылки на фотоэлектрические измерения. В случаях, когда галактики наблюдались с несколькими диафрагмами, приведены данные, полученные с наименьшей диафрагмой.

Таблица 1

N	$W_{[O III]}$	$W_{H\beta}$	$B-V$	$U-B$	A	Литература
78	95	15	0.99	-0.31	15"	[6]
79	35	70	0.47	-0.78	10	[7]
106	—	90	0.22	-0.90	10	[7]
110	30	25	0.76	-0.67	15	[8]
124	20	35	0.61	-0.47	25	[7]
141	7	10	0.60	-0.45	10	[7]
142	5	20	0.44	-0.58	10	[7]
198	50	15	0.82	+0.07	15	[8]
205	15	50	0.31	-0.90	10	[7]
268	15	—	0.94	+0.28	15	[8]
270	35	4	0.92	+0.31	15	[8]
273	50	20	0.77	+0.10	15	[8]
279	40	40	0.88	-0.10	13.5	[9]
290	25	50	0.56	-0.92	13.5	[9]
298	25	15	1.01	-0.09	15	[8]

Как видим, если даже исключить из рассмотрения галактики Маркаряна 106 и 268, интервал значений отношения интенсивностей $[O III] \lambda 5007$ и $H\beta$ составляет примерно полтора порядка. При этом у сейфертовских галактик типа NGC 1068 (с широкими водородными и запрещенными линиями) это отношение в среднем существенно больше, чем у объектов типа NGC 4151 (с широкими водородными и узкими запрещенными линиями).

Это обстоятельство было недавно отмечено Т. Ф. Адамсом и Д. В. Видманом [10], которые произвели детальное исследование интенсивности эмиссионных линий в спектрах более 30 сейфертовских галактик. Сначала мы рассмотрим зависимость эквивалентных ширин линий от показателя цвета безотносительно к принадлежности сейфертовских галактик к тому или иному типу. Зависимости $\lg W_{[\text{O III}]}$ и $\lg W_{\text{H}\beta}$ от исправленного за по-

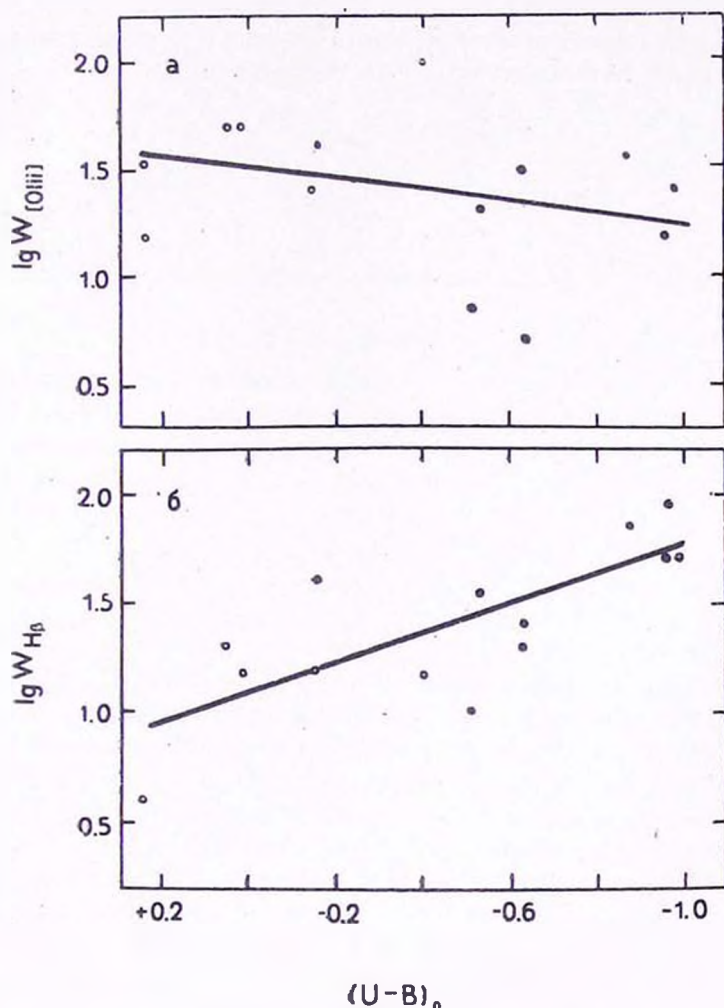


Рис. 1. Зависимость эквивалентных ширин линий $[\text{O III}] \lambda 5007$ (а) и $\text{H}\beta$ (б) объектов сейфертовского типа от показателя цвета $(U-B)_0$.

краснение света в Галактике показателя цвета $U-B$ приведены на рис. 1а и 1б. Как видим, если сейфертовские галактики рассматриваются безотно-

сительно к принадлежности к тому или иному типу, то выявляется зависимость эквивалентных ширин линий от показателя цвета. При этом, хотя коэффициент корреляции между $\lg W_{[O III]}$ и $(U-B)_0$ невелик ($0.32 \pm \pm 0.24$), важно то обстоятельство, что он имеет знак, противоположный коэффициенту корреляции между $\lg W_{H\beta}$ и $(U-B)_0$, равному -0.79 ± 0.10 . Таким образом, при посинении сейфертовских галактик запрещенные линии в среднем ослабевают, между тем, как водородные линии усиливаются. Второй из этих фактов отмечался ранее Проник [1]. Соответствующие зависимости могут быть представлены соотношениями

$$\lg W_{[O III]} = 0.28 (U - B)_0 + 1.51, \\ \pm 0.24 \qquad \pm 0.13$$

и

$$\lg W_{H\beta} = -0.69 (U - B)_0 + 1.08. \\ \pm 0.16 \qquad \pm 0.09$$

Из этих соотношений следует, что относительная интенсивность запрещенных и водородных линий существенно зависит от показателя цвета $(U-B)_0$. Эта зависимость, представленная на рис. 2, может быть выражена соотношением

$$\lg \frac{W_{[O III]}}{W_{H\beta}} = 0.93 (U - B)_0 + 0.46, \\ \pm 0.23 \qquad \pm 0.13,$$

а соответствующий коэффициент корреляции составляет 0.77 ± 0.11 .

Подобный характер зависимости относительной интенсивности запрещенных и водородных линий от показателя цвета следует также из измерений Адамса и Видмана [10]. По данным о 27 галактиках, для которых указанные авторы приводят потоки* в $[O III] \lambda 5007$ и $H\beta$, коэффициент корреляции между логарифмом отношения потоков и показателем цвета равен 0.72 ± 0.09 , а зависимость между этими величинами имеет вид

$$\lg \frac{f_{[O III]}}{f_{H\beta}} = 1.51 (U - B)_0 + 0.87. \\ \pm 0.29 \qquad \pm 0.14$$

На рис. 1 и 2 сейфертовские галактики, относящиеся, согласно [10], к типу NGC 1068 (Маркарян 78, 198, 268, 270, 273 и 298), обозначены круж-

* Адамс и Видман приводят потоки, включающие и излучение в непрерывном спектре. Поэтому приведенные ими величины отличаются от использованных нами.

ками, а объекты типа NGC 4151 — точками. Поскольку первые являются заметно менее голубыми, то естественно, что на этих рисунках объекты двух типов в значительной мере сгруппированы.

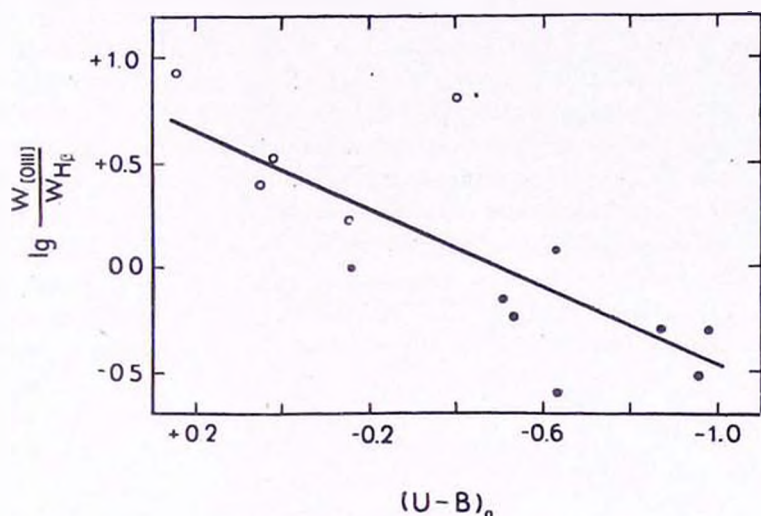


Рис. 2. Зависимость отношения эквивалентных ширин линий $[O III] \lambda 5007$ и $H\beta$ объектов сейфертовского типа от показателя цвета $(U-B)_0$.

Как отмечалось, Адамс и Видман, измерившие потоки и светимости в линиях у ряда сейфертовских галактик, выявили значительные различия этих величин в галактиках типа NGC 1068 и типа NGC 4151. Зависимость потоков от цвета указанными авторами не рассматривалась, и на основании полученных результатов был сделан вывод о полном различии физической природы объектов этих двух типов. Однако разделение сейфертовских галактик на два типа является в определенной степени условным, поскольку как по ширине запрещенных линий, так и по показателям цвета имеет место непрерывный переход от объектов типа NGC 1068 к объектам типа NGC 4151. Объектами промежуточного типа являются, например, NGC 1275 и Маркарян 279. (Ширина $H\beta$ на уровне непрерывного спектра у Маркарян 279 равна 135 Å, а ширина линий $[O III]$ — 40 Å). О непрерывном переходе между объектами двух типов свидетельствует и характер зависимости интенсивностей запрещенных и водородных линий, а также их относительной интенсивности от показателя цвета. Поэтому интерпретация, предложенная Адамсом и Видманом, не является единственно возможной. Другая возможность состоит в том, что имеется широкий диапазон параметров сейфертовских галактик, возникающий благодаря большому интервалу цветов и других свойств источников ионизирующего излучения.

2. *Галактики, не относящиеся к сейфертовскому типу.* Рассмотрим теперь аналогичные зависимости между интенсивностями эмиссионных линий и показателями цвета у галактик, не относящихся к сейфертовскому типу. Возрастание интенсивности водородных линий с посинением нормальных галактик установлено в цитированной выше работе Проник [1]. С другой стороны, в заметке [11] показано, что галактики Маркаряна, в спектрах которых интенсивность линии $[O III] \lambda 5007$ превосходит интенсивность $H\beta$, имеют заметно больший ультрафиолетовый избыток, чем галактики, в которых имеет место противоположное соотношение. Отсюда можно заключить, что корреляция эквивалентной ширины запрещенных линий с ультрафиолетовым избытком является более сильной, чем корреляция эквивалентной ширины водородных линий. Об этом же свидетельствуют и

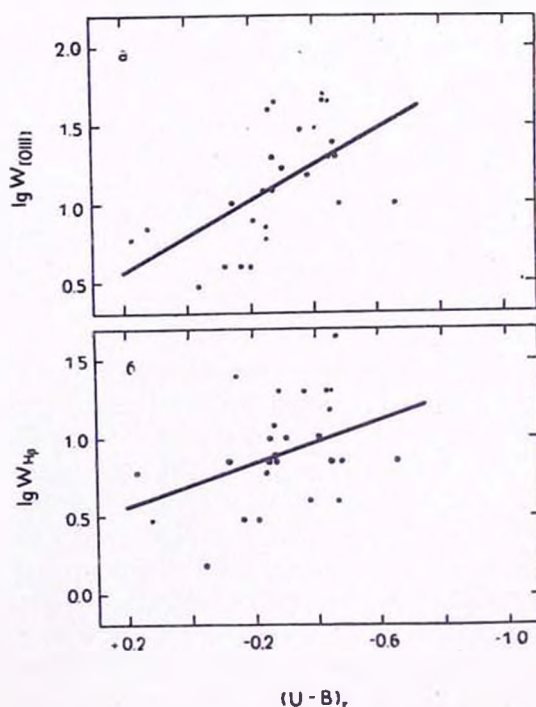


Рис. 3. Зависимость эквивалентных ширин линий $[O III] \lambda 5007$ (а) и $H\beta$ (б) галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, от показателя цвета $(U-B)_c$.

рис. 3а и 3б, где представлены зависимости от показателя цвета логарифмов эквивалентных ширин линий $[O III] \lambda 5007$ и $H\beta$ 30 галактик, измеренных в [3—5]. Соответствующие данные приведены в [11]. Легко видеть, что, в отличие от сейфертовских галактик, у галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, эквивалентные ширины как водородных, так и запрещенных линий возрастают с посинением. При этом коэффициент кор-

реляции между $\lg W_{[O III]}$ и $(U - B)_0$ несколько превышает коэффициент корреляции между $\lg W_{H\beta}$ и $(U - B)_0$. Они равны соответственно -0.57 ± 0.13 и -0.37 ± 0.17 . Зависимости между логарифмами эквивалентных ширин и показателями цвета могут быть представлены как

$$\lg W_{[O III]} = -1.16 (U - B)_0 + 0.80, \\ \pm 0.33 \quad \pm 0.11$$

и

$$\lg W_{H\beta} = -0.67 (U - B)_0 + 0.72, \\ \pm 0.35 \quad \pm 0.12$$

Таким образом, обнаруживается определенное различие в зависимости между эквивалентными ширинами линий и показателями цвета в сейфертовских галактиках и галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу. В объектах первого типа эквивалентная ширина запрещенных линий в среднем убывает с посинением, а в объектах второго типа — растет.

Из приведенных соотношений очевидно, что имеется также различие в поведении отношения эквивалентных ширин запрещенных и водородных линий. Зависимость логарифма этого отношения от $(U - B)_0$ представлена на рис. 4 и может быть выражена как

$$\lg \frac{W_{[O III]}}{W_{H\beta}} = -0.44 (U - B)_0 + 0.12, \\ \pm 0.29 \quad \pm 0.10$$

Хотя коэффициент корреляции довольно мал (-0.29 ± 0.18), можно утверждать, что отношение интенсивностей запрещенных и водородных линий в галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу, по крайней мере, не убывает с посинением. Между тем, как мы видели выше, с посинением ядер сейфертовских галактик эта величина определенно убывает.

Приведем, наконец, аналогичные коэффициенты и соотношения, основанные на измерениях Видмана [6]. Вычисленный по данным [6] коэффициент корреляции между $\lg W_{[O III]}$ и $(U - B)_0$ оказывается равным -0.77 ± 0.11 , а коэффициент корреляции между $\lg W_{H\beta}$ и $(U - B)_0$: -0.73 ± 0.13 . Соотношения между рассматриваемыми величинами таковы:

$$\lg W_{[O III]} = -2.38 (U - B)_0 + 0.72, \\ \pm 0.60 \quad \pm 0.27$$

и

$$\lg W_{H\beta} = -1.82 (U - B)_0 + 0.68, \\ \pm 0.53 \quad \pm 0.24$$

Наконец, зависимость отношения интенсивностей $[\text{O III}] \lambda 5007$ и H_β от показателя цвета имеет вид

$$\lg \frac{W_{[\text{O III}]}}{W_{\text{H}_\beta}} = -0.56 (U - B)_0 + 0.00, \\ \pm 0.33 \quad \pm 0.17$$

а соответствующий коэффициент корреляции равен -0.42 ± 0.24 .

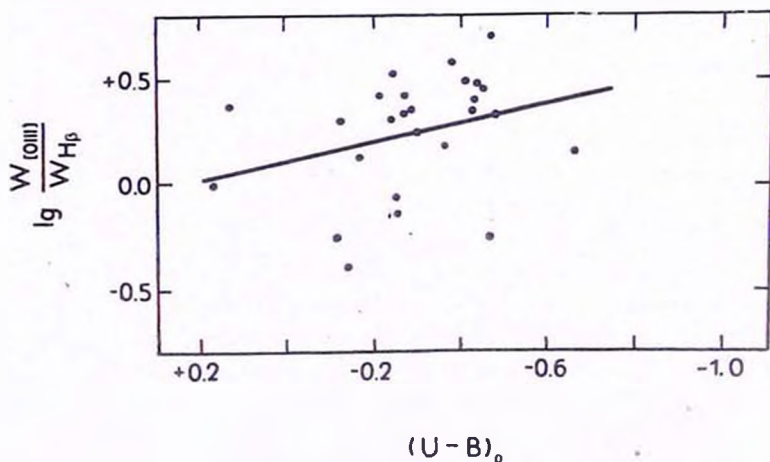


Рис. 4. Зависимость отношения эквивалентных ширин линий $[\text{O III}] \lambda 5007$ и H_β галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, от показателя цвета $(U-B)_0$.

Следует отметить, что вследствие различия расстояний рассмотренных объектов и различия использованных при электрофотометрии диафрагм доля регистрируемого при измерениях излучения самих галактик у различных объектов различна. Это обстоятельство должно вести к искусственному росту дисперсий приведенных соотношений. Можно поэтому полагать, что приведенные выше коэффициенты корреляции являются заниженными.

3. Обсуждение. Как известно, интенсивность эмиссионных линий водорода при достаточно большой оптической толщине среды непосредственно определяется мощностью излучения источников ионизации за границей лаймановской серии. Поэтому рост эквивалентных ширин водородных линий с уменьшением показателя цвета $(U-B)_0$ должен рассматриваться как прямое следствие того, что

а) оптическая толщина газа за границей лаймановской серии как в объектах сейфертовского типа, так и в галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу, больше или порядка единицы;

б) показатели цвета $U-B$ ядер галактик того и другого типа коррелируют с интенсивностью L_α -излучения.

Рост интенсивности линий $[O III]$ с уменьшением показателя цвета у галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, можно, очевидно, объяснить ростом степени ионизации кислорода с посинением. Что касается относительной интенсивности $[O III]$ и $H\beta$, то при невысоких плотностях она зависит, в первую очередь, от электронной температуры среды, в которой эти линии образуются. При этом отношение суммы интенсивностей линий $[O III]$ и $[O II]$ к интенсивности $H\beta$ возрастает с ростом электронной температуры (см., например, [12]). Поэтому, если отвлечься от возможности различий в химическом составе галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, то полученная зависимость относительной интенсивности запрещенных и водородных линий может быть интерпретирована как следствие роста электронной температуры светящегося газа с посинением ядер.

Обратимся теперь к объектам сейфертовского типа. Делая в их случае те же самые предположения, что и в случае галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, мы должны были бы заключить, что с посинением ядер этих объектов происходит понижение степени ионизации и электронной температуры газа. Однако такая ситуация представляется довольно неестественной. Более естественным является предположение, что уменьшение в среднем интенсивности запрещенных линий с посинением обусловлено различием в относительных объемах и массах зон, излучающих запрещенные линии, в сейфертовских галактиках типа NGC 1068 и типа NGC 4151. (Как отмечалось, на рис. 1 и 2 объекты этих двух типов довольно четко группируются).

Что касается зависимости от показателя цвета относительной интенсивности линий $[O III]$ и $H\beta$, то она, по-видимому, обусловлена более высокой электронной плотностью ($> 10^4$) и достаточно широким интервалом изменения этой величины в рассмотренных выборках объектов сейфертовского типа. Таким образом, выявленные различия в поведении относительной интенсивности линий $[O III]$ и $H\beta$ в объектах сейфертовского типа и галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу, могут быть приписаны различию электронных плотностей светящегося в тех и других газа. В предложенной интерпретации электронная плотность газа в сейфертовских галактиках типа NGC 1068 в среднем несколько ниже, чем в объектах типа NGC 4151.

Приведенные выше предположения представляются наиболее простым объяснением различий в поведении эквивалентных ширин эмиссионных линий в галактиках двух рассмотренных типов. Правильность этих предположений легко может быть проверена спектральными наблюдениями, охватывающими линии $[O III]$ λ 4363 и $[O II]$ λ 3727. Посредством таких наблюдений могут быть получены непосредственные оценки электронных температур и электронных плотностей газа в рассматриваемых галактиках. Если результаты подобных наблюдений не подтвердят предло-

женной картины, то возникнет необходимость поисков более сложных объяснений.

Автор благодарен В. И. Пронику и В. Ю. Теребижу за полезное обсуждение и критические замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

EMISSION LINE INTENSITY DEPENDENCE OF SEYFERT GALAXIES UPON COLOUR INDEX

M. A. ARAKELIAN

It is shown that equivalent width of $[O III] \lambda 5007$ and intensity ratio of this line and $H\beta$ in the spectra of Seyfert-type objects decrease with the decreasing of colour index $U-B$. Meanwhile both these quantities in the spectra of non-Seyfert galaxies increase with the decreasing of the colour index.

The behavior of quantities considered in the spectra of non-Seyfert galaxies can be interpreted as the result of low electron density of gas, which leads to the situation when relative intensity of forbidden and hydrogen lines depends only upon the electron temperature. As to the behavior of the same quantities in the spectra of Seyfert-type objects, it can be ascribed to the higher mean value of electron density and the variation of this value in the colour interval considered. Such an interpretation leads, in turn, to the conclusion that electron density in NGC 1068 type objects is somewhat lower than in NGC 4151 type galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Проник, Астрон. ж., 49, 768, 1972.
2. W. L. W. Sargent, Ap. J., 173, 7, 1972.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 6, 39, 1970.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 6, 357, 1970.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 7, 177, 1971.
6. D. W. Weedman, Ap. J., 171, 5, 1972.
7. Э. А. Дибай, Астрофизика, 6, 350, 1970.
8. D. W. Weedman, Ap. J., 183, 29, 1973.
9. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Люгый, Астрофизика, 8, 473, 1972.
10. T. F. Adams, D. W. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
11. М. А. Аракелян, Астрофизика, 12, 559, 1976.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. Крымской обс., 29, 291, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NONSTABLE STARS

III. THE SPECTRUM OF FG SAGITTAE IN 1968—1973*

D. CHALONGE, L. DIVAN, L. V. MIRZOYAN

Received 25 June 1977

The results of a spectrophotometric study of FG Sagittae based on the observations made in 1968—1973 and covering the region 3100—6100 Å are presented. In this period the spectrum of FG Sagittae changed continuously and according to the BCD-classification transformed from A3Ib type to F7Ia (Table 2). Its variation was especially sharp between June and September 1970.

Introduction. Among the known non stable stars, FG Sge represents an exceptional case. It is the only object which has shown a regular increase of brightness for more than seventy years, the luminosity being now about fifty times larger than at the beginning of the century. In the spectrum of this peculiar variable, spectral lines having the P Cygni profile have been observed by G. H. Herbig and A. A. Boyarchuk [1] suggesting the existence of an expanding envelope around this star. According to the same authors the gaseous envelope surrounding the star has been ejected about 3000 years ago. These facts bring them to the important conclusion that FG Sge is the nucleus of a planetary nebula just beginning the ejection of a second envelope.

The spectrum of FG Sge has been described by K. G. Henize [2], G. Richter [3], Ch. Bertaud [4], G. H. Herbig and A. A. Boyarchuk [1]. The spectrum displayed a "never seen" type of variation, passing regularly through all the spectral classes between B4I by Henize [2] and the present G spectrum by V. P. Arhipova [5] and J. Smolinski, J. L. Climenhaga and T. Kipper [6].

* The observations have been done at the Observatory of Haute-Provence (CNRS), France.

A large number of photoelectric observations of FG Sge have been done by various authors and particularly by W. Wenzel and W. Fürtig [7—9], and V. P. Arhipova [5, 10]. These data show, in particular, that the brightness of the star is no longer increasing in observed part of the spectrum; the decrease started for the U, B and V magnitudes respectively around 1960, 1968 and 1975.

Finally, another unique and very important feature in the evolution of this star has been recently discovered by G. E. Langer, R. Kraft and K. Anderson [11]; a strong increase of abundances for elements corresponding to the „s-process“ that occurred between 1965 and 1971*. The star also displays more common features, such as erratic fluctuations with a time scale of days etc. (see, for example, [13]).

Tentative explanations of the FG Sge phenomenon are based on two main pictures of this object;

1) an optically thick shell expanding around a presently invisible very hot central star [1] or

2) a very brief evolutionary stage of a real star [11, 14, 15].

Many calculations have been done; they are based on the values of fundamental parameters such as interstellar reddening, distance, absolute magnitude, effective temperature, gravity etc. and these values are uncertain because the only way to get them is to force FG Sge into the spectral classifications of normal objects. Whether this is justified or not depends on the consistency of the spectral types given by different criteria and this is why we undertook a spectrophotometric study of FG Sge.

Observation. The observations have been done at the Haute-Provence Observatory between November 1968 and September 1973, using the Chalonge spectrograph [16] attached at the Cassegrain focus of the 193-cm reflector. The 14th magnitude companion of FG Sge has always been kept out of the slit of the spectrograph and the influence of the surrounding nebula is negligible. The mean resolution of the spectra is 10 Å and the measurements cover the spectral range 3100—6100 Å. The dispersion of the Chalonge spectrograph is 470 Å/mm at 6000 Å, 220 Å/mm at 4340 Å and 83 Å/mm at 3200 Å.

Table 1 gives the data concerning various spectrograms used in the present work. The comparison star has always been HD 73 except for the first spectrum where it was 69 Cyg.

* According to J. S. Tenn and E. M. Barsman [12] strong absorption lines of s-process continued to grow stronger from 1972 to 1973 and remained about the same from 1973 to 1974.

Table 1

THE SPECTRAL OBSERVATIONS FG Sge

No.	Spectrum No.	Data	Exposure (min)	Emulsion (Kodak)
1	6911—10	19.11.68	70	103aD
2	6911—28	21.11.68	70	"
3	6913—8	26.11.68	70	"
4	6964—28	26.10.69	135	"
5	6964—25	28.10.69	60	"
6	B378—31	10.06.70	135	IaO
7	B379—6	28.06.70	150	"
8	6980—10	3.09.74	90	103aD
9	6984—6	6.09.70	80	"
10	6984—28	7.09.70	90	"
11	6988—10	11.09.70	90	IaO
12	7020—26	27.09.71	90	"
13	7022—10	28.09.71	90	103aD
14	7022—24	29.09.71	120	"
15	7022—28	30.09.71	90	"
16	B480—10	26.09.72	150	"
17	B481—26	6.10.72	120	IaO
18	B522—32	29.09.73	80	103aD

From the beginning of the observations until about 1971, the continuum was reasonably well defined between the main absorption lines; the obtained spectral energy distributions deviated somewhat from that of a blackbody as in ordinary stars and we did not meet any special difficulty in deriving color temperature and Balmer discontinuities.

Table 2 gives the values of some of the parameters derived from the energy distribution in the continuum [17],

Φ_b : spectrophotometric gradient for the 4500—4000 Å spectral range (column 2);

D: Balmer discontinuity (column 3);

λ_1 : mean position of this discontinuity (column 4);

n: number of determinations (column 5).

Fig. 1 shows the variations of D and Φ_b as a function of time, Fig. 2 the "travel" of FG Sge across the λ_1 D-diagram on which the curves of equal MK spectral type and luminosity class are shown [19]. Fig. 3 and 4 give the tracing corresponding to eight spectra.

PARAMETERS OF THE SPECTRUM OF FG Sge

Table 2

Data	Φ_b	D	λ_1-3700	n	BCD	Spectral type		Φ_{ab}	E (Φ_b)	E (B - V) = 0.64E (Φ_b)
						Arhipova [10]	Langer et al. [11]			
Oct. 1966 (14-18)*	1.79	0.480	06:		A3-4 Ia:					
Nov. 1968 (19-26)	1.95	0.534	12	3	A3 Ib			1.17	0.78	0.50
Oct. 1969 (26-28)	2.29	0.523	13	2	F2 Ia	F5-6 (G band) F0 (K line)	F1	1.89	0.40	0.26
June 1970 (10)	2.27	0.494	15	1	F3 Ia		F2	1.95	0.31	0.20
June 1970 (28)	2.85	0.424	06	1	F5 Ia		F2	2.12	0.73	0.47
Sept. 1970 (3-11)	3.21	0.362	01	4	F6 Ia	F6-8	F2	2.20	1.01	0.65
Sept. 1971 (27-30)	3.07	0.325	08	4	F7 Ia	G0 (G band)	F4	2.35	0.72	0.46
Sept. Oct. 1972	4.28	0.10:		2			F5-6			
Sept. 1973 (28)	4.93	0.10:		1						

* Measurements by T. P. Roark [18].

The BCD spectral type [20] deduced from the positions of FG Sge on Fig. 2 are listed in Table 1 (column 6). For comparison, [the spectral types from other authors are also given (column 7 and 8). On Fig. 2 the curves of equal MK spectral type are also curves of approximately equal intrinsic color temperature (i. e. for "unreddened" stars), and the corresponding value of the intrinsic gradient Φ_{ob} is indicated on each of them. Thus for each position of FG Sge in the diagram the Φ_{ob} can be obtained by interpolation, and its values are listed (column 9). The excess in blue gradient $E(\Phi_b) = \Phi_b - \Phi_{ob}$ is also given (column 10) and transformed (column 11), for comparison with other determinations, in $E(B-V)$ by the empirical formula $E(B-V) = 0.64 E(\Phi_b)$. It must be kept in mind that this $E(B-V)$ reflects mainly the reddening of the continuum and is not directly comparable to the observed photometric $E(B-V)$ when strong lines are present in the spectrum.

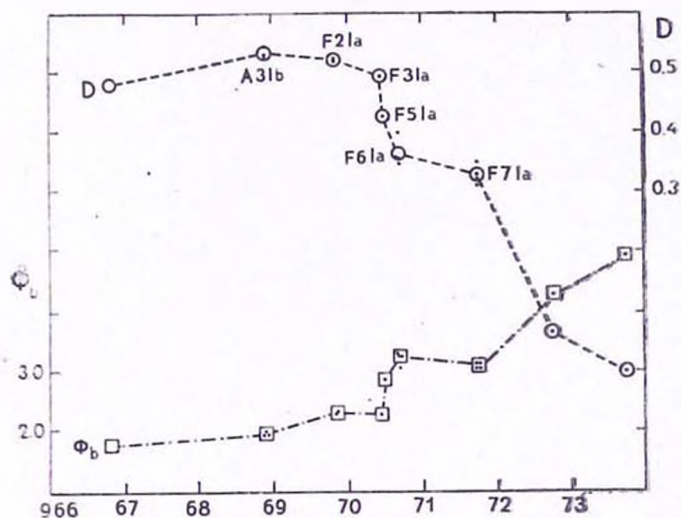


Fig. 1. D and Φ_b as a function of time. The corresponding BCD spectral types are indicated. The 1966 values are from Roark, 1968. Small black dots: individual measurements.

After 1971 the precise location of the continuum on the microphotometric tracings became more difficult because of the presence of many absorption lines. The hydrogen lines became very weak, the correspondingly small Balmer jump was not well defined and no significant value could be obtained for λ_1 . Moreover, the energy distribution in the continuum differs from that of the blackbody even when small spectral intervals are considered, and Φ_b is a mean value for 4500—4000 Å.

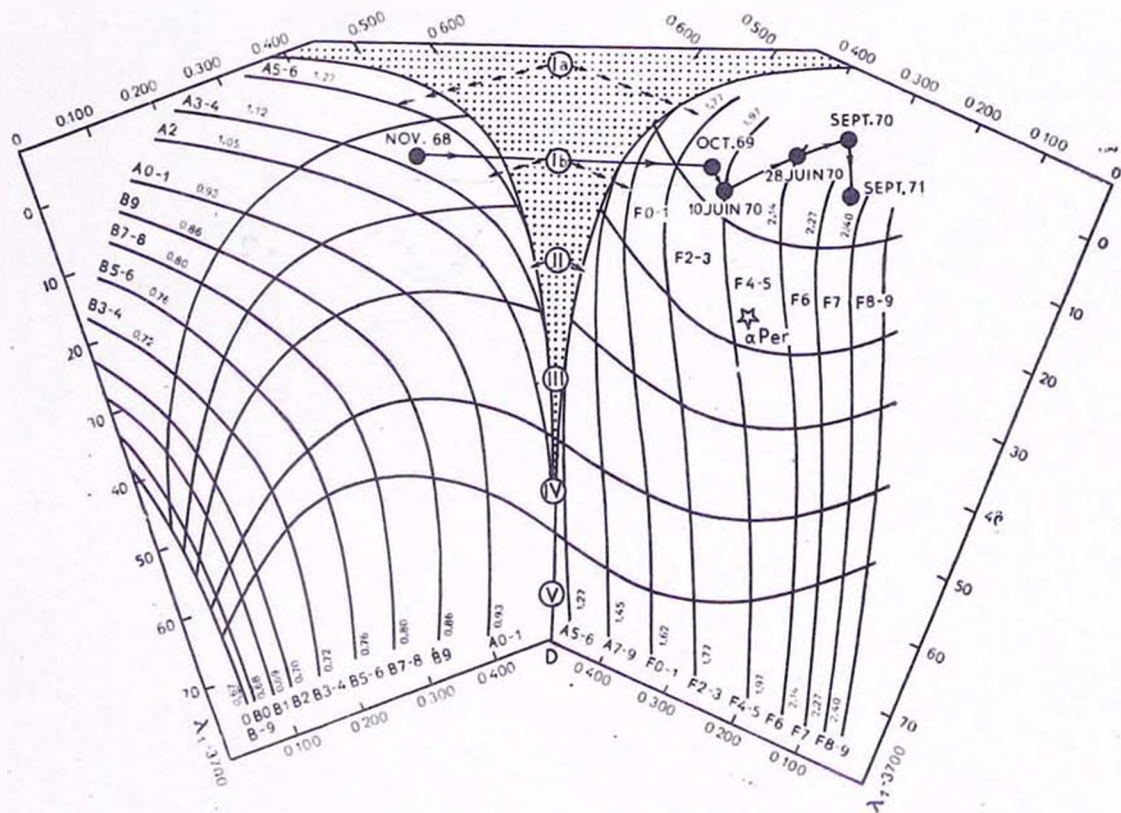


Fig. 2. Successive position of FG Sge in the $\lambda_1 D$ -diagram from November 1968 to September 1971. For comparison, the position of α Per is indicated. Note the very rapid change of the star between June and September 1970.

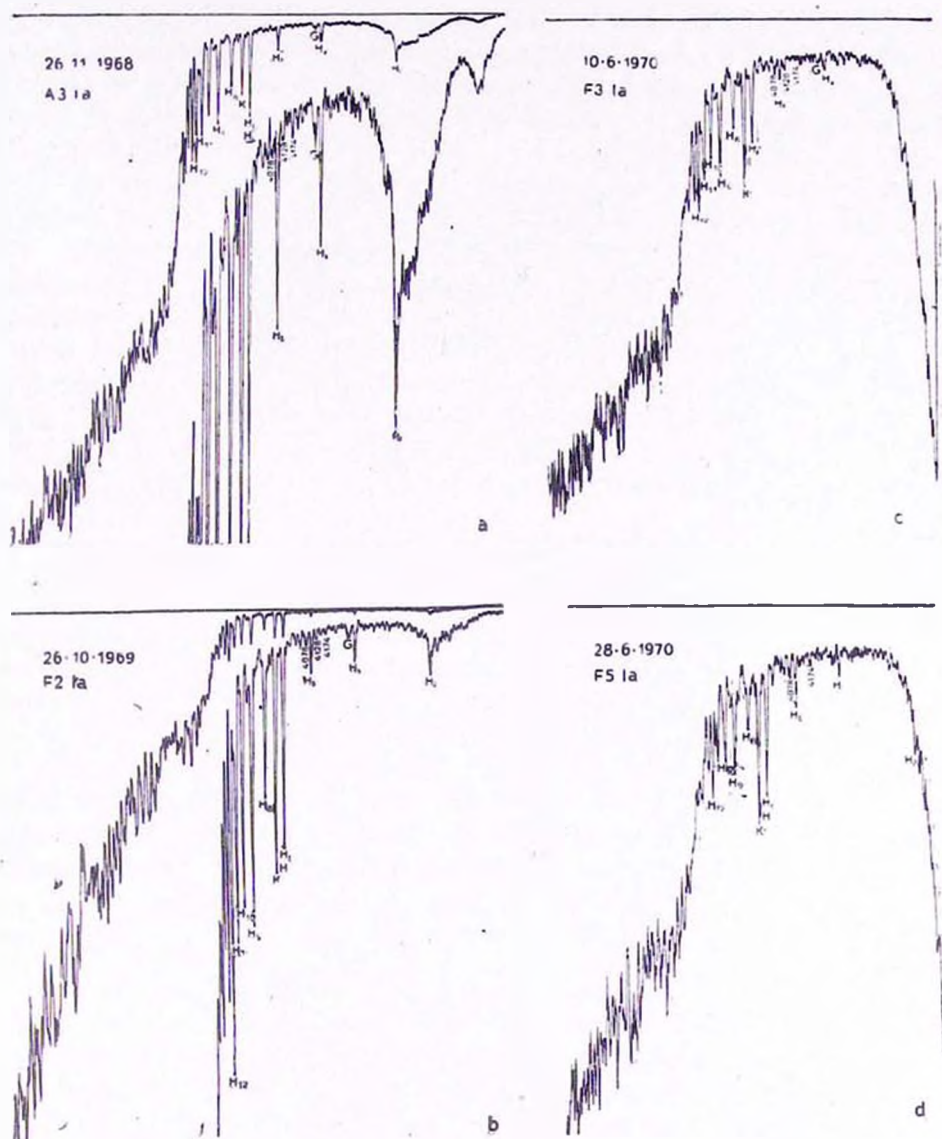


Fig. 3. Microphotometer tracings of FG Sge spectra corresponding to the dates indicated on each of them. The two curves on figures a, b are tracings of the same spectrum with different sensitivities of the microphotometer.

Note the strong increase of the high luminosity indicators $\lambda\lambda$ 4078, 4128, 4174 between June and September 1970 (see text).

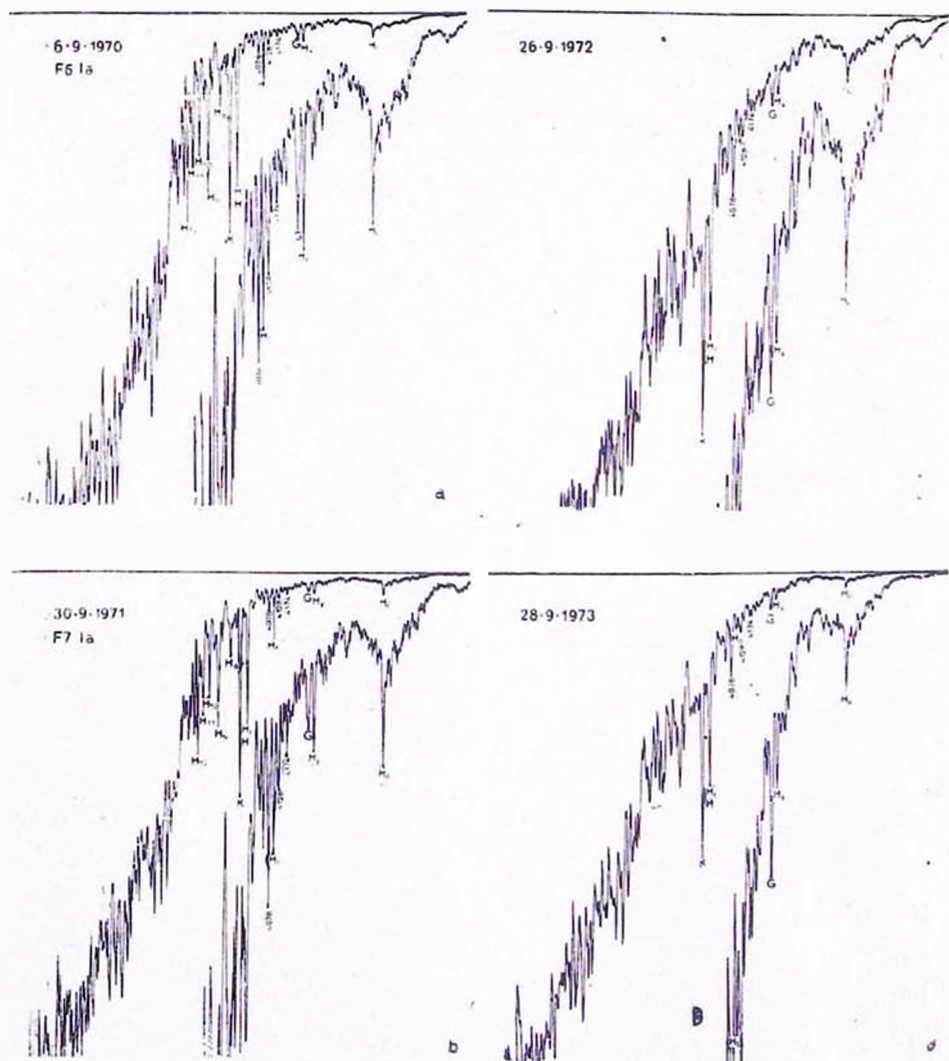


Fig. 4. Microphotometer tracings of FG Sge spectra. The marks are the same as for Fig. 3.

Results.

a) *Spectral classification.* Assumptions on effective temperature and gravity are necessary to build models of FG Sge and these quantities are generally derived from a „spectral type“. But since the beginning of the spectroscopic observations, FG Sge has never completely mimicked the spectrum of a normal star. For instance, the spectral type derived from the G band is always later than that given by the K line. Table 1 shows that in 1969, according to V. P. Ar-

hipova [10], the G band type was F5—F6 and the K type F0. This phenomenon is clearly visible on all our spectra between 1969 and 1972. Langer et al. [11] used other criteria to obtain spectral types, and the types finally adopted to derive the abundances in FG Sge are listed in Table 2.

All these spectral types differ significantly and no clear indication is given on the luminosity class. As the BCD-classification is based on quantitative parameters depending mostly on the physical conditions of hydrogen in the photosphere, it may give spectral types relatively reliable to derive effective temperatures and gravities. Table 2 (column 5) gives the BCD-types, deduced from the position of FG Sge on Fig. 2. They are later than those adopted by Langer et al. [11], later also than the K line type, but earlier than the G band one. The luminosity class Ib in 1968 became Ia in 1969, and Fig. 2 shows that FG Sge is very far in luminosity class from the supergiant α Per to which it is often compared.

b) *Interstellar reddening.* Table 2 shows that, between 1968 and 1971, the excess in blue gradient has been changing with time by an amount apparently too large to be attributed either to observing uncertainties (to test the measurement's self-consistency, Fig. 1 gives the individual values for D and Φ_b ; the uncertainty on one measure of λ_1 is approximately $4A$) or to the influence of line blanketing. This means that the interstellar interpretation of FG Sge's color excess prior to 1965 is questionable; part of this excess could be intrinsic (i. e., due to the stellar constitution), the true interstellar absorption being different (smaller or even perhaps larger) from what has been assumed to derive important parameters such as distance, absolute magnitude, intrinsic colors etc.

c) *Did something happen between June and September 1970?* Fig. 1 and 2 show that, apart from the general trend towards later spectral types, FG Sge has undergone a very rapid change in spectral type, luminosity class and color between June and September 1970. Although the two measurements of June have a smaller weight, the occurrence of a change seems to be real. It was accompanied by a change in the general aspect of the spectrum in which the hydrogen lines decreased while the G band and K line became more prominent at the same time, high luminosity indicators such as the blends $\lambda\lambda$ 4078, 4128 and 4174 Å strongly increased (see Figures 3c, 3d and 4a), in agreement with the large variation of λ_1 which shifted FG Sge in the $\lambda_1 D$ diagram (see Fig. 2), from a point near the limit between Ia and Ib, to regions very far towards higher luminosities.

Whether this change has been unique since the beginning of the spectroscopic observations is not known. Photometric observations made by W. Wenzel and W. Fürtig [8, 9], V. P. Arhipova [5, 10] and others [13, 21] show that the star is variable on a time scale of days, but simultaneous spectroscopic, spectrophotometric and photometric observations are lacking.

However it is interesting to note that the 1970 spectral evolution of FG Sge could be related to the changes in surface abundances observed by Langer et al. [11]: I. J. Christy-Sackmann and K. H. Despain [14] calculated the enrichment rate per year for the „s-process“ elements Zr, La, Ce, and found that it reached a very pronounced maximum between 1969 and 1970. This suggests that the maximum enrichment rate of FG Sge could be closely connected to the rapid spectral changes observed by us in June and September 1970.

Acknowledgement. One of the authors (L. V. M.) wishes to express his gratitude to Prof. Ch. Fehrenbach for the possibility to observe with the 193-cm telescope of the Haute-Provence Observatory and to Prof. J.-C. Pecker for the opportunity to work at the Institut d'Astrophysique de Paris.

Institut d'Astrophysique de Paris
Byurakan Astrophysical Observatory

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД III. СПЕКТР FG СТРЕЛЫ В 1968—73 ГГ.

Д. ШАЛОНЖ, Л. ДИВАН, Л. В. МИРЗОЯН

Представлены результаты спектрофотометрического изучения FG Стрелы, основанного на наблюдениях, выполненных в 1968—73 гг. и покрывающих область 3100—6100 Å. В этот период спектр FG Стрелы изменялся непрерывно и по BCD-классификации преобразовался от спектрального типа A31b до F71a (табл. 2). Его изменение было особенно резким между июнем и сентябрем 1970 г.

R E F E R A N C E

1. G. H. Herbig, A. A. Boyarchuk, *Ap. J.*, 153, 357, 1968.
2. K. Henize, P. A. S. P., 73, 159, 1961.
3. G. Richter, *Astr. Nachr.*, 285, 274, 1960.
4. Ch. Bertaud, *J. des Obs.*, 44, 81, 1961.
5. V. P. Arhipova, *Perem. Zvezdy*, 20, 143, 1975.
6. J. Smolinski, J. L. Climenhaga, T. Kipper, P. A. S. P., 88, 67, 1976.
7. W. Wenzel, W. Fürtig, *Die Sterne*, 43, 19, 1967.
8. W. Wenzel, W. Fürtig, *Mitteil. Verand. Sterne*, 5, 165, 1971.
9. W. Wenzel, W. Fürtig, *Mitteil. Verand. Sterne*, 6, 18, 1972.
10. V. P. Arhipova, *Perem. Zvezdy*, 18, 183, 1971.
11. G. E. Langer, R. Kraft, K. Anderson, *Ap. J.*, 189, 509, 1974.
12. J. S. Tenn, E. M. Barsman, *Bull. A. A. S.*, 7, 432, 1975.
13. J. Pupousek, *Contr. Astr. Inst. Univ. Brno*, 2, No. 18, 1972.
14. I. J. Christy-Sackmann, K. H. Despain, *Ap. J.*, 189, 523, 1974.
15. R. K. Ulrich, *Ap. J.*, 192, 507, 1974.
16. A. Baillet, D. Chalonge, L. Divan, *Nouv. Rev. Optique*, 4, 151, 1973.
17. D. Chalonge, L. Divan, *Ann. Astrophys.*, 15, 201, 1952.
18. T. P. Roark, P. A. S. P., 80, 712, 1968.
19. D. Chalonge, L. Divan, *Astron. Astrophys.*, 23, 69, 1973.
20. D. Chalonge, *Rich. Astron.*, 5, 345, 1958.
21. J. D. Fernie, *Ap. J.*, 200, 392, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД.

III. VX Cas, UX Ori, BN Ori И WW Vul — РЕЗУЛЬТАТЫ U, B, V, J, H, K, L ФОТОМЕТРИИ

Е. А. КОЛОТИЛОВ, Г. В. ЗАЙЦЕВА, В. И. ШЕНАВРИН

Поступила 10 марта 1977

В 1975—76 гг. на 60-см и 125-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ проведены фотометрические наблюдения переменных звезд VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Vul в оптическом (U, B, V) и инфракрасном (J, H, K, L) диапазонах спектра. Для каждой звезды в большинстве случаев оптические и инфракрасные измерения выполнялись одновременно. Описано фотометрическое поведение переменных в период наблюдений и, по возможности, проведено сопоставление переменности излучения в различных диапазонах спектра.

Введение. В работе [1] были проанализированы результаты спектральных и фотометрических наблюдений переменной BN Ori. Изучение контуров линий H_α и H_β в спектрах звезд VX Cas, UX Ori и WW Vul проведено в работе [2]. В данной работе представлены для всех четырех звезд результаты оптических и инфракрасных фотометрических наблюдений, выполненных в 1975—76 гг. на телескопах Крымской станции ГАИШ.

В ИК диапазоне спектра наблюдения молодых звезд ведутся уже больше десяти лет, но пока не существует единого мнения по поводу природы ИК избытков излучения в области до 10 мкм. Из теоретического рассмотрения процесса эволюции до главной последовательности (см., например, [3]) предсказывается избыточное ИК излучение, обусловленное тепловым переизлучением пылевых оболочек. Такую интерпретацию считают более предпочтительной Гласс и Пенстон [4], выполнившие недавно фотометрические наблюдения большого числа молодых звезд в области спектра 1—4 мкм. С другой стороны, Ридгрэн, Стром и Стром [5] предполагают, что, в частности, у звезд типа Т Тау избытки ИК излучения в диапазоне 1—10 мкм обусловлены только эмиссией газовой оболочки.

В процессе изучения таких нестационарных объектов, как молодые звезды, значительный интерес, несомненно, должны представлять одновременно в оптическом и ИК диапазонах спектра наблюдения за переменностью излучения. Как следует, например, из теоретических расчетов, проведенных в [6], из анализа подобных наблюдений можно будет судить о справедливости той или иной модели. Со стороны наблюдателей в этом направлении сделаны пока только первые шаги [7, 8], но уже видно, что картина переменности в целом сложна, и не существует, по-видимому, однозначной зависимости между изменениями потоков излучения в различных диапазонах спектра.

У переменных звезд VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Vul избытки ИК излучения в области спектра до 3.5 мкм были обнаружены Глассом и Пенстоном [4]. Для двух из них (UX Ori и WW Vul) выполнены также ИК измерения до 11 мкм Коханом [9]. Как Гласс и Пенстон, так и Кохан проводили наблюдения каждой звезды не более, чем в 1—2 ночи, т. е. переменность ИК излучения практически не исследовалась. В то же время объем информации о переменности оптического излучения звезд VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Vul существенно больше, и ряд характерных особенностей их кривых блеска более или менее выяснен [10—12].

Представленные в данной работе наши фотометрические измерения каждой из четырех звезд в большинстве случаев были выполнены одновременно в оптическом и ИК диапазонах спектра.

Наблюдательный материал. В оптическом диапазоне спектра фотоэлектрические измерения были выполнены в стандартной системе UBV на 60-см рефлекторе с помощью фотометра на счете фотонов, описанного в [13]. Сведения об использованных звездах сравнения и подробности методики наблюдений приведены в [11]. Точность фотоэлектрических UBV наблюдений $\pm 0^m01-0^m02$.

Фотометрия в ИК диапазоне спектра в полосах J (1.25 мкм), H (1.65 мкм), K (2.2 мкм) и L (3.5 мкм) проводилась на 125-см рефлекторе ЭТЭ с помощью ИК фотометра, работающего с двумя сменными PbS приемниками. Для наблюдений в фильтрах J, H, K служил приемник, охлаждаемый твердой углекислотой, а в фильтре L приемник, охлаждаемый жидким азотом. Конструкция ИК фотометра описана в [14], при измерениях всегда применялась 10" входная диафрагма. Используемые нами фильтры с учетом поглощения в земной атмосфере и кривых реакции приемников обеспечивают систему, близкую к стандартной J, H, K, L системе.

Для переменных звезд в каждом фильтре производилось не менее 20 измерений, время одного накопления сигнала в зависимости от яркости звезды составляло от 10 до 40 секунд. Затем по всей серии измерений определялся средний отсчет на переменную звезду (аналогичным путем

определялся средний отсчет на соответствующую стандартную звезду). Отношение этих отсчетов давало разность в звездных величинах. С учетом среднеквадратичных отклонений от средних отсчетов вычислялись ошибки ИК фотометрии, характеризующие внутреннюю точность серии измерений в каком-либо фильтре.

Стандартные звезды для ИК фотометрии были подобраны из каталога Джонсона и др. [15]. При наблюдениях переменных BN Ori и UX Ori в качестве основного стандарта использовалась γ Ori (BS 1790 по КATALOGУ ярких звезд [16]), но в случае UX Ori дополнительно измерялась для учета экстинкции еще одна стандартная звезда — 53 K Ori (BS 2004). Для VX Cas вначале (3—4.X.75 и 13—14.X.75) звездой сравнения была 17 ϵ Cas (BS 153), а в остальной период 27 γ Cas (BS 264). При наблюдениях WW Vul во всех случаях в качестве стандарта служила звезда 5 α Sge (BS 7479).

Для использованных нами в качестве стандартов звезд в табл. 1 указаны величины V, а из ИК величин только J и K, поскольку абсолютное большинство наших ИК фотометрических измерений переменных сделано в этих двух фильтрах. Звездные величины стандартов в J и K взяты из [15], за исключением звезды 27 γ Cas, для которой выяснилось следующее. Она использовалась как стандарт Алленом [17], который независимо определил ее величины и выявил расхождение $\Delta K \approx 0^m22$ и $\Delta L \approx 0^m45$ по сравнению с указанными в [15] (по измерениям Джонсона и др. звезда

Таблица 1

Звезда	№ по BS	V	J	K
17 ϵ Cas	153	3 ^m 66	4 ^m 24	4 ^m 40
27 γ Cas	264	2.39	2.30	2.01
γ Ori	1790	1.64	2.18	2.34
53 K Ori	2004	2.05	2.48	2.60
5 α Sge	7479	4.37	3.08	2.60

была слабее). По нашим наблюдениям 16—17.X.75, когда практически на одинаковых воздушных массах были измерены оба стандарта — 17 ϵ Cas и 27 γ Cas, получилось несоответствие их наблюдаемых разностей в фильтрах J и K по сравнению с ожидаемыми из [15]. Это несоответствие в K составило $\approx 0^m16$ и причина его, принимая во внимание также результаты измерений Аллена [17], скорее всего заключена в ИК величинах звезды 27 γ Cas, определенных Джонсоном и др. [15]. В табл. 1 приведены звездные величины 27 γ Cas, исправленные, соответственно, на $\Delta J \approx 0^m17$ (поправка по нашим измерениям) и $\Delta K \approx 0^m19$ (средняя поправка по

нашим и Аллена [17] измерениям), которые и использовались при обработке наблюдений VX Cas.

В фильтре L нами было сделано лишь несколько измерений блеска WW Vul, а остальные переменные оказались слабыми для наблюдений в этом фильтре (предельная величина $\sim 6^m0$). Для стандарта 5α Sge, соответственно, величина $L = 2^m52$.

Что касается полосы H, то в зимний сезон 1975—76 гг., когда была выполнена основная часть нашей фотометрии, мы не располагали фильтром на эту полосу, а осенью 1976 г. удалось сделать только два измерения блеска WW Vul. В своих первоначальных наблюдениях Джонсон и др. [15] фильтр H не использовали, однако впоследствии он стал общеупотребительным в ИК фотометрии. Калибровку, т. е. определение звездной величины стандарта 5α Sge в полосе H мы провели, основываясь на указанных для него в [15] величинах J, K, L (интерполируя полученные из них потоки и используя значение потока от звезды 0^m00 в фильтре H). Получено значение $H = 2^m77$. Для обоснования можно указать, что аналогичная процедура калибровки H применялась в [18].

Стандарты γ Ori, 17ϵ Cas и 27γ Cas, 5α Sge по координатам достаточно близки к соответствующим переменным звездам BN Ori, VX Cas и WW Vul, так что измерения стандарта и переменной производились в большинстве случаев на одинаковом зенитном расстоянии. Лишь при наблюдениях WW Vul на уже значительных воздушных массах (период ноябрь—декабрь) измерения стандарта производились до и после переменной для учета экстинкции. При наблюдениях UX Ori поправка за поглощение в земной атмосфере определялась по двум стандартам — γ Ori и 53 K Ori.

Результаты проведенной нами в 1975—76 гг. оптической и ИК фотометрии переменных звезд VX Cas, BN Ori, UX Ori и WW Vul представлены в табл. 2—5. Для полноты картины в таблицы включены также более ранние ИК измерения этих звезд в области спектра до $3.5 \mu\text{м}$ из работ [4] и [9]. В ряде случаев в таблицах приведены результаты UBV измерений, сделанных в близкие к ИК фотометрическим измерениям даты для того, чтобы характеризовать состояния оптического блеска переменных в определенные интервалы времени.

Для иллюстрации поведения излучения звезд VX Cas, BN Ori, UX Ori и WW Vul в различных диапазонах спектра со временем результаты фотометрии представлены также на рис. 1—4.

Обсуждение результатов. Рассмотрим результаты наблюдений отдельно по каждой из четырех звезд по мере возрастания сложности зарегистрированной картины переменности.

BN Ori. Согласно анализу, проведенному Драгомирежкой [19], звезда в период с 1891 г. по 1964 г. показывала временами заметную и быструю переменность оптического блеска. Большое количество фотоэлектрических *UBV* наблюдений, выполненных на Крымской станции ГАИШ с 1966 г.

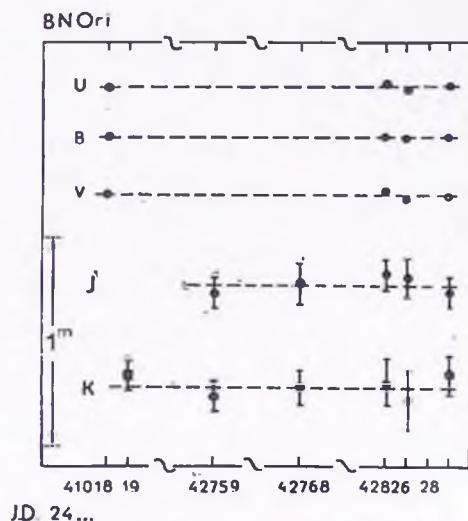


Рис. 1. Фотометрическое поведение переменной *BN Ori* со временем в фильтрах *U, B, V, J* и *K*. По оси абсцисс отложены юлианские дни, по оси ординат—звездные величины. Точки—по измерениям на Крымской станции ГАИШ, квадрат—измерение Гласса и Пенстона [4]

по 1975 г. [1], свидетельствует, что блеск *BN Ori* был в этот период практически постоянным (амплитуда переменности не превосходила 0^m02 — 0^m03 в фильтре *V*). С этим выводом согласуются и результаты наших *UBV* измерений, проведенных в феврале 1976 г. (табл. 2). Из всей имеющейся в настоящий момент ИК фотометрии *BN Ori* большую часть составляют измерения в фильтрах *J* и *K* (для последнего возможно также сравнение наблюдений 1971 г. и 1975—76 гг.). Как видно из рис. 1, блеск звезды в фильтрах *J* и *K* не показывает какой-либо значительной переменности со временем (средние значения $J \approx 8^m95$ и $K \approx 8^m22$). Можно предположить, основываясь на изложенных выше результатах наблюдений в фильтрах *U, B, V, J* и *K*, что отсутствует какая-либо заметная переменность излучения и на 1.65 и 3.5 мкм (фильтры *H* и *L*), и использовать измерения из [4] и [9], хотя и единичные, для определения ИК показателей цвета излучения *BN Ori*. Величины (*J*—*H*), (*H*—*K*) и (*K*—*L*) равны, соответственно, $\approx 0^m51$, $\approx 0^m22$ и $\approx 0^m62$.

Таблица 2

BN Ori

Дата	JD	U	B	V	J	H	K	L
7—8.III.71	2441018	10.27	10.10	9.64	—	—	—	—
8—9.III.71	2441019	—	—	—	—	8.44 ± 0.08	8.17 ± 0.07	—
26—27.XI.71	2441282	—	—	—	—	—	—	7.6 ± 0.4
12—13.II.75	2442759	—	—	—	9.00 ± 0.07	—	8.27 ± 0.07	—
21—22.XII.75	2442768	—	—	—	8.95 ± 0.10	—	8.23 ± 0.08	—
17—18.II.76	2442826	10.27	10.08	9.61	8.90 ± 0.07	—	8.20 ± 0.11	—
18—19.II.76	2442827	10.28	10.09	9.64	8.92 ± 0.09	—	8.30 ± 0.14	—
20—21.II.76	2442829	10.27	10.09	9.64	8.99 ± 0.07	—	8.16 ± 0.09	—

Примечание. Фотометрия в дату 8—9.III.71 выполнена Глазсом и Пенстоном [4]; в дату 26—27.XI.71 Коханом [9].

VX Cas. Некоторые особенности фотометрического поведения переменной *VX Cas* в оптическом диапазоне описаны в [12]. Большую часть времени звезда находится в состоянии со случайными колебаниями блеска около некоторого среднего уровня (в фильтре *V* амплитуда переменности $\approx 0^m3 - 0^m4$ при среднем $V \approx 11^m3$). Непериодически происходят глубокие (до $\sim 2^m$ в *V*) ослабления блеска продолжительностью 1—1.5 месяца, сопровождающиеся значительным покраснением излучения звезды.

Как следует из величин *V*, приведенных в табл.3, серия наших ИК фотометрических наблюдений *VX Cas* относится к периоду с «максимальным» уровнем оптического блеска. По фотоэлектрическим *UBV* наблюдениям заметна переменность оптического излучения звезды (см. рис. 2), но, конечно, эти измерения не отражают всех возможных флуктуаций блеска звезды в этом ее состоянии (см., например, соответствующую часть кривой блеска, приведенной в [12]). Что касается переменности ИК излучения *VX Cas* и связи с оптической переменностью, то можно отметить заметное изменение потоков в *J* и *K* в интервале JD 2442689—702, но здесь, к сожалению, только в одну из трех дат ИК наблюдений сделаны параллельные *UBV* измерения. Заметно также увеличение потока в фильтре *K* в дату JD 2442827 по сравнению с его средним уровнем в предыдущий период измерений JD 2442730—768 и при этом ослабление интенсивности оптического излучения (фильтры *UBV*). В целом, поскольку наблюдательный материал одновременной фотометрии невелик и не было зарегистрировано значительных по амплитуде флуктуаций излучения *VX Cas*, нельзя сформулировать какие-либо уверенные заключения о связи между переменностью в различных диапазонах спектра.

Таблица 3

VX Cas

Дата	JD	U	B	V	J	K
14—15.VII.70	2440782	—	—	—	—	8.53 ± 0.11
28—29.IX.75	2442684	11.92	11.60	11.29	—	—
3—4.X.75	2442689	—	—	—	9.71 ± 0.10	8.20 ± 0.20
7—8.X.75	2442693	12.05	11.69	11.33	—	—
13—14.X.75	2442699	11.85	11.52	11.21	10.39 ± 0.15	8.57 ± 0.10
16—17.X.75	2442702	—	—	—	10.16 ± 0.25	8.15 ± 0.20
23—24.X.75	2442709	11.74	11.42	11.16	—	—
14—15.XI.75	2442731	11.54	11.31	11.02	9.78 ± 0.13	8.31 ± 0.15
1—2.XII.75	2442748	11.51	11.30	11.04	10.05 ± 0.14	8.32 ± 0.13
3—4.XII.75	2442750	11.66	11.41	11.11	—	—
12—13.XII.75	2442759	—	—	—	9.88 ± 0.10	8.22 ± 0.10
13—14.XII.75	2442760	11.55	11.31	11.05	—	—
21—22.XII.75	2442768	11.61	11.34	11.07	9.98 ± 0.15	8.39 ± 0.17
18—19.II.76	2442827	11.90	11.56	11.23	10.00 ± 0.30	8.03 ± 0.10

Примечание. Фотометрия в дату 14—15.VII.70 выполнена Глассом и Пенстоном [4], получено также значение $H \approx 9^m 2 \pm 0^m 2$.

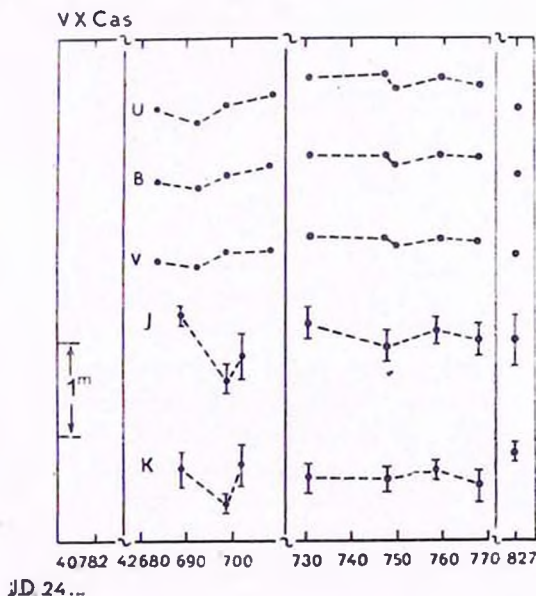


Рис. 2. Кривые блеска переменной VX Cas в фильтрах U, B, V, J, K. Оси и обозначения аналогичны рис. 1.

UX Ori. Фотографические наблюдения этой звезды за интервал времени ~ 60 лет (до 1966 г.) были проанализированы Драгомирецкой [20], выявившей чередование у *UX Ori* периодов медленных колебаний блеска с амплитудой $\approx 0^m.6$ и быстрых колебаний блеска с амплитудой до $\sim 2^m$. С 1966 г. по 1973 г. Зайцевой [10] было сделано более 100 фотоэлектрических UBV измерений блеска *UX Ori*, по которым обнаружен сложный характер изменений показателей цвета ($B-V$) и ($U-B$). Звезда время от времени очень активно меняла свой блеск ($\Delta V \sim 1^m$ за $\Delta t \sim 1$ сутки).

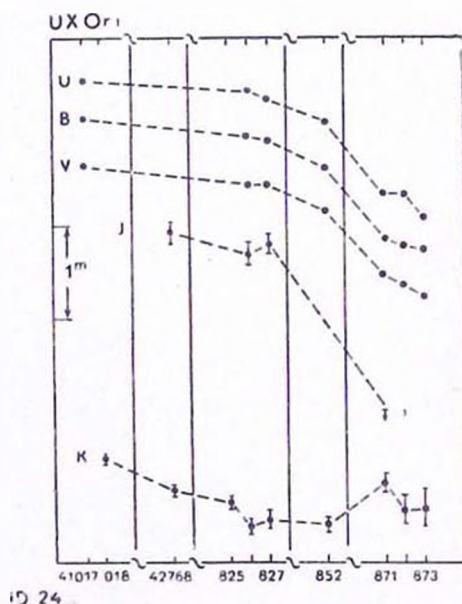


Рис. 3. Кривые блеска переменной *UX Ori* в фильтрах U, B, V, J, K. Оси и обозначения аналогичны рис. 1.

Как видно из рис. 3, наши наблюдения *UX Ori*, проведенные в период декабрь 1975 г. — апрель 1976 г., свидетельствуют о происходившем в это время непрерывном и существенном ослаблении оптического блеска звезды ($\Delta V > 1^m$). Одновременно происходило значительное уменьшение потока излучения в районе 1 мкм (фильтр J). С другой стороны, как видно из рис. 3, изменения в фильтре K были невелики. Если сопоставить одновременные оптические и ИК измерения, выполненные в последние пять дат (JD 2442826, ... 827, ... 871, ... 872, ... 873) нашего периода наблюдений, то в среднем можно даже отметить увеличение интенсивности излучения на 2.2 мкм.

Что касается фильтра L, то здесь мы можем сопоставить между собой результаты только двух значительно более ранних измерений, сделанных

Глассом и Пенстоном [4] в марте 1971 г. ($L \approx 6^m 0 \pm 0^m 2$) и Коханом [9] в ноябре 1971 г. ($L \approx 6^m 3 \pm 0^m 2$). Как следует из оптических наблюдений Зайцевой [10], переменная UX Ori находилась в эти периоды в двух, различающихся в среднем по блеску на $\Delta V > 1^m$, состояниях — весной 1971 г. колебания около некоторого максимального уровня и осенью быстрые колебания в минимуме оптического блеска. Но, несмотря на значительное изменение интенсивности излучения в оптическом диапазоне, поток на 3.5 мкм, как видно из вышеприведенных звездных величин в фильтре L, практически не изменился (подобно потоку на 2.2 мкм по наблюдениям в 1975—76 гг.).

WW Vul. Результаты фотоэлектрических UBV измерений блеска WW Vul в период с 1962 г. по 1971 г. приведены в [21]. Аналогичные наблюдения с 1967 г. по 1972 г. проводились Зайцевой [11]. Фотометрическое поведение звезды в оптическом диапазоне спектра коротко можно охарактеризовать следующим образом: а) быстрые ($\Delta V \leq 0^m 1$ и $\Delta t \sim 10$ дней) и медленные ($\Delta V \leq 0^m 5$ и $\Delta t \sim 100$ дней) колебания блеска сопровождаются достаточное длительное пребывание звезды в состоянии с «максимальным» уровнем блеска; б) периодически происходят глубокие ослабления блеска продолжительностью ~ 30 дней и амплитудой $> 1^m 3$ в V.

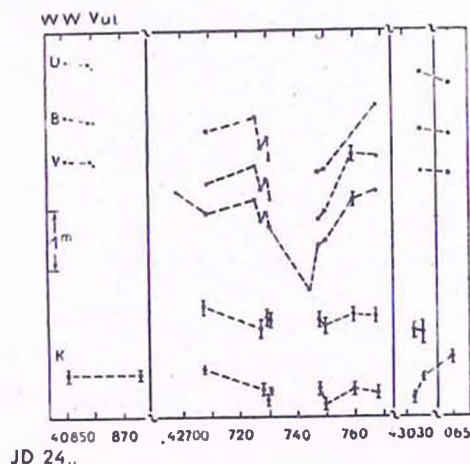


Рис. 4. Кривые блеска переменной WW Vul в фильтрах U, B, V, J, K. Оси и обозначения аналогичны рис. 1.

Как видно из рис. 4, наши наблюдения WW Vul в период сентябрь—декабрь 1975 г. захватывают один из таких глубоких минимумов оптического блеска. К большому сожалению, не удалось провести ИК фотометрию

в дату JD 2442745, когда оптический блеск сильно уменьшился ($V \approx 12^m62$), и наши измерения в фильтрах J и K относятся лишь к периодам его уменьшения и возрастания. После минимума блеск звезды в UBV вернулся приблизительно на тот же уровень, что и до минимума. Но в ИК диапазоне спектра, как можно отметить по измерениям в J и K, поток излучения в период ослабления (JD 2442708—731) оптического излучения уменьшился весьма незначительно и остался в среднем на этом же уровне после минимума. В самом минимуме ИК измерения провести не удалось, но здесь можно отметить, что после минимума в период JD 2442748—768 значительное увеличение оптического блеска ($\Delta V \sim 1^m$) не сопровождалось какими-либо заметными изменениями интенсивности излучения в районе 1 и 2 мкм.

Таблица 4

UX ORI

Дата	JD	U	B	V	J	K	L
6—7.III.71	2441017	11.15	10.59	10.19	—	—	—
7—8.III.71	2441018	—	—	—	—	7.10 ± 0.08	6.0 ± 0.20
28—29.X.71	2441253	11.98	11.37	10.85	—	—	—
29—30.X.71	2441254	12.65	12.34	11.85	—	—	—
3—4.XI.71	2441259	—	—	—	—	—	6.3 ± 0.2
6—7.XI.71	2441262	12.60	11.98	11.44	—	—	—
21—22.XII.75	2442768	—	—	—	9.08 ± 0.11	7.46 ± 0.07	—
16—17.II.76	2442825	—	—	—	—	7.57 ± 0.07	—
17—18.II.76	2442826	11.26	10.80	10.30	9.30 ± 0.12	7.80 ± 0.09	—
18—19.II.76	2442827	11.35	10.84	10.40	9.20 ± 0.09	7.75 ± 0.09	—
14—15.III.76	2442852	11.57	11.13	10.68	—	7.80 ± 0.07	—
2—3.IV.76	2442871	12.35	11.88	11.35	> 11	7.35 ± 0.09	—
3—4.IV.76	2442872	12.35	11.97	11.45	> 11	7.63 ± 0.15	—
4—5.IV.76	2442873	12.59	11.97	11.59	—	7.60 ± 0.20	—

Примечание. Фотометрия в дату 7—8.III.71 выполнена Глассом и Пенетоном [4], получено также значение $H \pm 7^m95 \pm 0^m03$; в дату 3—4.XI.71 Коханом [9].

Из одновременных оптических и ИК наблюдений WW Vul, сделанных в даты JD 2443036 и ...065 (примерно полгода спустя после минимума в декабре 1975 г.), можно выделить заметное увеличение потока в K при не очень значительном, но различающемся в фильтрах UBV ослаблении оптического блеска.

Что касается наблюдений WW Vul в фильтре L (3.5 мкм), то нами было сделано три измерения в период перед глубоким минимумом, которые показали значительное уменьшение интенсивности излучения на 3.5 мкм от $\approx 5^m10$ до $\approx 5^m74$ за довольно короткий промежуток времени (~ 4 суток). Попытки измерений в фильтре L после минимума позволили установить в этот период только нижнюю границу ($\sim 6^m$) звездной величины WW Vul. Этот результат отличается от более ранних наблюдений на 3.5 мкм, проведенных Глассом и Пенстоном [4] и Коханом [9] и давших практически одинаковые величины L, хотя они были сделаны в периоды различного фотометрического состояния звезды (см. табл. 5). Согласно UBV наблюдениям Зайцевой [11], осенью 1970 г. WW Vul имела достаточно стабильный и яркий блеск, а осенью 1971 г. измерение на 3.5 мкм было сделано, когда звезда непрерывно увеличивала свой оптический блеск после глубокого минимума (август 1971 г.).

В фильтре H (1.65 мкм) нами были сделаны только два измерения (см. табл. 5) в сентябре 1976 г. и из литературы известны еще два измерения, полученные осенью 1970 г. [4]. Как видно из UBV величин в табл. 5, все наблюдения в фильтре H относятся к состоянию WW Vul с «максимальным» уровнем оптического блеска, но только одно из них имеет сделанные одновременно UBV наблюдения (JD 2443036).

Заключение. Сформулируем некоторые выводы из имеющегося к настоящему моменту материала одновременных оптических и ИК фотометрических наблюдений переменных BN Ori, VX Cas, UX Ori и WW Vul.

На протяжении ~ 30 лет оптический блеск звезды BN Ori практически не меняется, отсутствие какой-либо заметной переменности излучения наблюдается и в ИК диапазоне спектра. Звезда VX Cas в период наблюдений была в преимущественном ее состоянии с «максимальным» уровнем оптического блеска, при этом фотометрическая переменность в ИК диапазоне, как можно предварительно заключить, подобна оптической переменности (случайные флуктуации блеска), но, по-видимому, не коррелирует с ней.

Во время наблюдений переменной UX Ori было зарегистрировано значительное и одновременное ослабление интенсивности излучения в диапазоне 0.3—1 мкм (фильтры UBVI), но при этом в районе ~ 2 мкм интенсивность излучения менялась незначительно. Окончание сезона видимости UX Ori весной 1976 г. не позволило, к сожалению, продолжить наблюдения в период возможного подъема излучения после минимума.

Значительный минимум оптического излучения был зарегистрирован у переменной WW Vul. При этом, несмотря на отсутствие ИК измерений в самом минимуме, создается впечатление, что излучение в районах ~ 1 мкм

и 2 мкм довольно слабо было связано в этот период с колебаниями оптического блеска. Более значительные изменения в фильтре К наблюдались позднее при небольших флуктуациях излучения в фильтрах UVB.

Таблица 5

W'W Vul

Дата	JD	U	B	V	J	H	K	L
18—19.IX.70	2440848	11.05	10.72	10.39	—	—	—	—
19—20.IX.70	2440849	—	—	—	—	8.55 ± 0.15	7.26 ± 0.09	6.2 ± 0.2
29—30.IX.70	2440859	11.08	10.81	10.43	—	—	—	—
30.IX—1.X.70	2440860	11.17	10.80	10.48	—	—	—	—
16—17.X.70	2440876	—	—	—	—	8.39 ± 0.12	7.26 ± 0.06	6.2 ± 0.2
29—30.X.71	2441254	11.64	11.22	10.79	—	—	—	—
3—4.XI.71	2441259	—	—	—	—	—	—	6.75 ± 0.2
6—7.XI.71	2441262	—	—	11.00	—	—	—	—
7—8.XI.71	2441263	11.89	11.43	10.93	—	—	—	—
12—13.X.75	2442698	—	—	10.90	—	—	—	—
22—23.X.75	2442708	—	—	—	9.02 ± 0.17	—	7.18 ± 0.05	—
23—24.X.75	2442709	12.28	11.89	11.28	—	—	—	—
9—10.XI.75	2442726	12.12	11.58	11.08	—	—	—	5.10 ± 0.3
11—12.XI.75	2442728	12.54	12.01	11.44	9.40 ± 0.15	—	7.53 ± 0.10	5.20 ± 0.3
13—14.XI.75	2442730	12.41	11.85	11.31	9.20 ± 0.15	—	7.70 ± 0.10	5.75 ± 0.4
14—15.XI.75	2442731	12.77	12.17	11.54	9.24 ± 0.11	—	7.56 ± 0.05	—
28—29.XI.75	2442745	—	—	12.62	—	—	—	—
1—2.XII.75	2442748	13.00	12.52	11.88	9.23 ± 0.15	—	7.52 ± 0.10	> 6.0
3—4.XII.75	2442750	12.96	12.41	11.81	9.34 ± 0.13	—	7.78 ± 0.10	—
12—13.XII.75	2442759	—	—	—	—	—	—	> 6.0
13—14.XII.75	2442760	—	11.40 ± 0.18	11.08 ± 0.10	9.15 ± 0.12	—	7.51 ± 0.10	—
21—22.XII.75	2442768	11.84	11.43	10.92	9.18 ± 0.13	—	7.58 ± 0.10	—
11—12.IX.76	2443033	—	—	—	9.43 ± 0.13	8.74 ± 0.25	7.68 ± 0.11	—
14—15.IX.76	2443036	11.28	10.99	10.62	9.46 ± 0.2	8.50 ± 0.10	7.35 ± 0.06	—
13—14.X.76	2443065	11.46	11.09	10.68	—	—	7.00 ± 0.10	—

Примечание. Фотометрия в даты 19—20.IX.70 и 16—17.X.70 выполнена Глассом и Пенстоном [4]; в дату 3—4.XI.71 Коханом [9]; в дату 13—14.XII.75 величины В и V получены В. П. Горанским по фотографическим наблюдениям на 70-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ.

В целом надо заключить, что на данный момент недостаточное количество наблюдательного материала одновременной оптической и ИК фотометрии молодых звезд ограничивает возможности создания физической

картины переменности. Только накопление подобного материала будет способствовать решению этой задачи в будущем.

Крымская станция ГАИШ

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF FAST IRREGULAR VARIABLES.

III. VX Cas, UX Ori, BN Ori AND WW Vul — RESULTS OF U, B, V, J, H, K, L PHOTOMETRY

E. A. KOLOTILOV, G. V. ZAJTSEVA, V. I. SHENAVRIN

In 1975—76 we have carried out optical (UBV) and infrared (JHKL) photometric observations of the irregular variables VX Cas, UX Ori, and WW Vul with the 60-cm and 125-cm telescopes of the State Sternberg Astronomical Institute, the Crimean Station. For each star the optical and infrared measurements in most cases were made simultaneously. The photometric behaviour of the variables during the period of observations is described and, as far as possible, the observed variability of the fluxes in the optical and spectral regions is compared.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 12, 31, 1976.
2. Е. А. Колотилов, *Астрофизика*, 13, 33, 1977.
3. R. B. Larson, M. N., 157, 121, 1972.
4. I. S. Glass, M. V. Penston, M. N., 167, 237, 1974.
5. A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Strom, *Ap. J. Suppl. ser.*, 30, 307, 1976.
6. Г. С. Бисноватый-Козан, С. А. Ламзин, *Астрон. ж.*, 53, 742, 1976.
7. M. Cohen, R. Schwartz, M. N., 174, 137, 1976.
8. E. A. Kolotilov, G. V. Zajtseva, V. I. Shenavrin, *I.B.V.S.*, No. 1216, 1976.
9. M. Cohen, M. N., 161, 85, 1973.
10. Г. В. Зайцева, *П. Э.*, 19, 63, 1973.
11. Г. В. Зайцева, *Диссертация*, М., 1974.
12. G. V. Zajtseva, E. A. Kolotilov, *Variable Stars and Stellar Evolution*, eds. Sherwood and Plaut, 113, 1975.
13. В. М. Лютый, *Сообщ. ГАИШ*, № 172, 30, 1971.
14. Э. А. Дибай, В. И. Мороз, *Астрон. ж.*, 45, 231, 1968.
15. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Irtarte, W. Z. Wisniewski, *Comm. Lun. Pl. Lab.*, 4, 99, 1966.
16. *Catalogue of Bright Stars*, Third Ed., New Haven, 1964.
17. D. A. Allen, M. N., 161, 145, 1973.
18. K. Voelcker, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 22, 1, 1975.
19. Б. А. Драгомирецкая, *Астрофизика*, 1, 455, 1965.
20. Б. А. Драгомирецкая, *Проблемы космической физики*, вып. 2, 134, 1967.
21. S. Rössiger, W. Wenzel, *Astron. Nachr.*, No. 294, 29, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

О НАЛИЧИИ π^- -МЕЗОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДРАХ

А. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 22 июля 1977

Исследована возможность наличия π^- -мезонов в тяжелых атомных ядрах. Полуэмпирическим путем найдены параметры, характеризующие состояние π^- -мезонов. В ядрах с массовыми числами $A \leq 200$ мезонов нет, а с $A \geq 200$ имеются несколько π^- -мезонов. При данном A с уменьшением порядкового номера Z число пионов растет, достигая 5–7 частиц в изобарах с наименьшим Z .

1. *Введение.* За последние несколько лет в ряде работ А. Б. Мигдала и сотрудников [1–5] развивается теория, согласно которой в тяжелых атомных ядрах должно существовать некоторое количество π^0 и пары π^+ , π^- -мезонов. π^- -конденсат представляется в виде стоящих плоских волн, приводящих к некоторой модуляции плотности ядерного вещества. Наличие π^- -мезонов в атомных ядрах может иметь важные астрофизические следствия. Интересные попытки изучения таких эффектов были предприняты в работах [1–3, 6–13]. В работе [14] исследовалась роль пионов в вырожденной плазме. Было показано, что в атомных ядрах вырожденной Ae -плазмы должны дополнительно появляться отрицательные пионы, число которых с повышением плотности растет, достигая заметного количества перед образованием фазы сплошного ядерного вещества.

В предлагаемой работе делается попытка обосновать наличие пионов в тяжелых атомных ядрах путем анализа экспериментальных значений их энергий связи. Если отрицательные пионы в тяжелых ядрах действительно имеются, то такой полуэмпирический способ определения численных параметров, характеризующих состояние π^- -мезонов в ядерном веществе, очевидно, имеет определенное преимущество над чисто теоретическим подходом. Естественно ожидать, что из-за кулоновского отталкивания протонов и симметрии сил ядерного взаимодействия для наличия π^- -мезонов в таких ядрах условия относительно благоприятны. Проведенный анализ показал, что данные об энергиях связи тяжелых ядер свидетельствуют в пользу наличия π^- -мезонов дополнительно к фону нейтрального пионного конденсата, предполагаемого Мигдалом.

2. *О формуле Вайцзеккера.* Если отвлечься от эффектов оболочечных и связанных с парным членом, известная модель жидкой капли хорошо описывает ряд важных свойств средних и тяжелых ядер, как, например, зависимость радиуса от массового числа, энергию связи, заряд наивероятного ядра, механизм деления и др.

Нами было замечено, что для ядер с $A \geq 220$ все имеющиеся варианты формулы Вайцзеккера дают завышенные значения энергий связи на величину порядка 0.01 Мэв на нуклон (см. рис. 1), причем при заданном A с уменьшением Z это расхождение заметно увеличивается. Его нельзя устранить путем дальнейшего уточнения коэффициентов формулы Вайцзеккера, сохраняя охват всей области, начиная от средних до самых тяжелых ядер. Ниже будем исходить из формулы Вайцзеккера

$$Mc^2 = (A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A}, \quad (1)$$

где

$$c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7 \text{ Мэв}. \quad (2)$$

Следует иметь в виду, что для тяжелых ядер с аномально малыми Z необходимо учитывать следующий член в разложении энергии симметрии $c_4(A - 2Z)^4/A^3$. Аналогично остальным коэффициентам формулы Вайцзеккера значение c_4 было найдено путем подгонки теоретических значений энергий связи с их экспериментальными значениями для 339 ядер с $50 \leq A \leq 257$ методом наименьших квадратов. В результате оказалось, что $-5 \leq c_4 \leq -2 \text{ Мэв}$. В некоторых вариантах формулы Вайцзеккера в кулоновском члене учитывается также обменный эффект. В приведенной формуле вклад обмена учитывается соответствующей подгонкой коэффициента c_2 . Заметим также, что формула (1) по точности не уступает тем, в которых учтена эта поправка. Поэтому для простоты будем исходить из формулы (1). В (1) мы опустили также осциллирующий парный член, который существенен лишь для ядер с $A < 200$.

Проведенные нами численные расчеты показали, что учет следующего члена в разложении энергии симметрии, несущественной поверхностной поправки к ней, обменной поправки к кулоновскому взаимодействию, парного члена не устраняют отмеченной выше систематической ошибки, даваемой формулой Вайцзеккера.

3. *Об отрицательных пионах в тяжелых ядрах.* Будем считать, что вышеупомянутая систематическая ошибка формулы Вайцзеккера для ядер с $A > 220$ обусловлена наличием в них отрицательных пионов. Дело в том, что при достаточно больших A появление отрицательных пионов оказывается выгодным, так как приводит к уменьшению кулоновской энергии и

энергии симметрии. В этих условиях химический потенциал π^- -мезонов оказывается порядка $m_\pi c^2$ и поэтому они становятся устойчивыми. Поскольку в s -состоянии пион-нуклонное взаимодействие носит характер отталкивания, разумно считать, что в ядрах для π^- -мезонов должно реализоваться состояние с орбитальным моментом $l=1$, при котором имеет место притяжение. В соответствии с этим будем полагать, что каждый мезон в ядре описывается не плоской, а p -волной. Пион с орбитальным моментом $l=1$ можно интерпретировать как соответствующее облако вокруг отдельного нуклона, а именно протона, что, очевидно, энергетически выгоднее. Учитывая, что среднее расстояние пиона от ближайшего нуклона в ядре порядка $r_0 \sim \hbar/m_\pi c$, из соотношения $p_\pi r_0 \sim \hbar(l+0.5) = 1.5\hbar$ для импульса пиона находим $p_\pi \sim 1.5 m_\pi c$.

Массу ядра, содержащего π^- -мезоны, можно записать в виде

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_\pi)^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{[N_n - (N_p - N_\pi)]^2}{A} + c_4 \frac{[N_n - (N_p - N_\pi)]^4}{A^3} + c_5 \frac{N_\pi^2}{A} + c_6 N_\pi, \quad (3)$$

где $A = N_n + N_p$, а N_n , N_p , N_π — соответственно числа нейтронов, протонов и π^- -мезонов. Кулоновский член пропорционален $(N_p - N_\pi)^2$, поскольку заряд ядра определяется протонами и π^- -мезонами. N_π протонов, которые, по нашим представлениям, окружены мезонным облаком, очевидно, в некотором смысле не тождественны с оставшимися $N_p - N_\pi$ протонами, поэтому они не учтены в VI и VII слагаемых, представляющих энергию симметрии нуклонов, т. е. в них должны входить не $N_n - N_p$, как в (1), а $N_n - (N_p - N_\pi)$. Обменная энергия этих N_π протонов представлена VIII слагаемым. Последнее слагаемое в (3) есть полная энергия пионов.

Имея в виду вышеприведенные замечания о протоне, окруженном мезонным облаком, формально можно ввести в рассмотрение некое эквивалентное возбужденное состояние нуклона (лучше сказать, квазичастицу) и в соответствии с этим формулу массы ядер записать в несколько ином виде:

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + N_* m_* c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{N_p^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{(N_n - N_p)^2}{A} + c_4 \frac{(N_n - N_p)^4}{A^3} + c_5 \frac{N_*^2}{A}, \quad (4)$$

где $A = N_n + N_p + N_*$, а m_* и N_* — масса и число квазинуклонов. Итак, формально можно говорить о трех нуклонных состояниях в ядрах. В таком представлении π^- -мезонов нет, объем ядра пропор-

дионален $A = N_n + N_p + N_\pi$, кулоновская энергия пропорциональна N_p^2 , а энергия симметрии зависит от $N_n - N_p$. Последний член в (4) представляет собой обменное взаимодействие квазичастиц. Несмотря на внешнее различие формул (3) и (4), тем не менее они эквивалентны, если принять

$$m_\pi c^2 = m_p c^2 + c_\pi. \quad (5)$$

В самом деле, для энергии связи ядер, химических потенциалов частиц и числа π^- -мезонов получаются совершенно одинаковые результаты. Ниже мы будем исходить из формулы (3).

Возможное наличие нейтрального конденсата (π^0 и пары π^+ , π^- -мезонов) приводит лишь к перенормировке коэффициентов в формуле (3), что фактически учитывается при вычислении указанных коэффициентов по экспериментальным значениям энергий связи ядер.

4. *Неточности термодинамического описания.* Концентрация π^- -мезонов определяется уравнением

$$\mu_n = \mu_p + \mu_\pi, \quad (6)$$

где μ_n , μ_p , μ_π — химические потенциалы соответствующих частиц. Они вычисляются известным способом:

$$\begin{aligned} \mu_n &= m_n c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{1}{3} c_2 y^2 A^{2/3} + c_3 [1 - (2y + y_\pi)^2] + \\ &\quad + c_4 [1 + 3(2y + y_\pi)] (1 - 2y - y_\pi)^3 - c_5 y_\pi^2, \\ \mu_p &= m_p c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} + c_2 \left(2 - \frac{1}{3} y \right) y A^{2/3} - c_3 (3 - 2y - \\ &\quad - y_\pi) (1 - 2y - y_\pi) - c_4 [7 - 3(2y + y_\pi)] (1 - 2y - y_\pi)^3 - c_5 y_\pi^2, \\ \mu_\pi &= -2c_2 y A^{2/3} + c_\pi + 2c_3 y_\pi + 2c_3 (1 - 2y - y_\pi) + 4c_4 (1 - 2y - y_\pi)^3, \end{aligned} \quad (7)$$

где $y = Z/A$, $y_\pi = N_\pi/A$. Необходимо, однако, учесть, что атомные ядра — системы со сравнительно малым числом степеней свободы и поэтому не являются строго термодинамическими системами. В частности, это обстоятельство проявляется в том, что химический потенциал частиц — здесь понятие приближенное. При термодинамическом описании ядер не следует забывать об этом. В качестве иллюстрации вычислим химические потенциалы нуклонов двух ядер, сначала добавляя, а затем вынимая нуклон из них: $\mu_n - m_n c^2 = -6.23; -9.22 \text{ Мэв}$, $\mu_p - m_p c^2 = -6.21; -10.06 \text{ Мэв}$ для $A = 102$, $Z = 44$ и $\mu_n - m_n c^2 = -5.38; -7.18 \text{ Мэв}$, $\mu_p - m_p c^2 = -3.04;$

— 5.62 Мэв для $A = 220$, $Z = 88$. По-видимому, с пионами дело обстоит хуже, так как их число заметно меньше числа нуклонов. Как видим, в химических потенциалах частиц и, следовательно, в соотношении (6) ошибки в пределах нескольких Мэв неизбежны. Определяя число π -мезонов из соотношения (6), необходимо учесть влияние этих ошибок. Имеем

$$N_{\pi} = \frac{c_3}{c_3 + c_3'} (1 + \alpha) (A - 2Z) - \frac{c_{\pi}'}{2(c_3 + c_3')} (1 + \beta) A, \quad (8)$$

где $c_{\pi}' = c_{\pi} - m_{\pi}c^2 + m_{\rho}c^2$, а параметры α и β введены для учета имеющихся неопределенностей в химических потенциалах частиц. При $\alpha = \beta = 0$ (8) есть решение уравнения (6) без учета VII слагаемого формулы (3) в виду его достаточной малости. Параметры α , β зависят от A и Z не поддающимся учету образом. Обходя эту трудность, введем два их средних значения α_1 , β_1 для ядер с $Z \leq Z_0$ и α_2 , β_2 для ядер с $Z > Z_0$, где Z_0 есть порядковый номер изобары с наименьшей массой. Поскольку в изобарах с большими Z число пионов сравнительно мало (см. (8)), очевидно, $|\alpha_2|$, $|\beta_2|$ должны быть чуть больше $|\alpha_1|$, $|\beta_1|$.

5. *Результаты численных расчетов.* Подставляя выражение для числа мезонов (8) в (3), можно получить формулу для энергии связи нуклона $b(A, Z)$, в которую войдут параметры $c_0 - c_4$, c_3' , c_{π}' , α , β . Для коэффициентов $c_0 - c_3$ мы постулировали значения (2), поскольку в области $A \leq 220$, где мезоны в ядрах отсутствуют, формула Вайцзеккера дает хорошие результаты для энергии связи. Оставшиеся параметры определялись путем аппроксимации $A \cdot b(A, Z)$, с экспериментальными значениями [15] энергий связи 200 ядер с $220 \leq A \leq 257$ методом наименьших квадратов. Мы сочли нужным заново включить в число искомых параметров также и c_4 . Разумеется, более достоверными следует считать значения параметров c_3' и c_{π}' , найденные для ядер с $Z \leq Z_0$, в которых мезонов сравнительно много. На рис. 1 представлены теоретические и экспериментальные значения энергии связи нуклона в зависимости от массового числа A для изобар с наименьшими Z . Параметры c_4 , c_3' , c_{π}' , α , β для ядер с $Z \leq Z_0$ определялись с точностью экспериментальных ошибок ~ 0.0001 Мэв на нуклон. В результате было найдено

$$[(\Delta b)^2]^{1/2} = 0.0032 \pm 0.0001; \quad c_4 = -3.5 \pm 0.2; \quad c_3' = 17.65 \pm 0.80; \\ c_{\pi}' = 11.96 \pm 0.07 \text{ Мэв}, \quad \alpha_1 = -\beta_1 = 0.088 \pm 0.001. \quad (9)$$

Приведенная среднеквадратичная ошибка более чем в 4 раза меньше ошибки, имеющейся в формуле Вайцзеккера (1) в той же области.

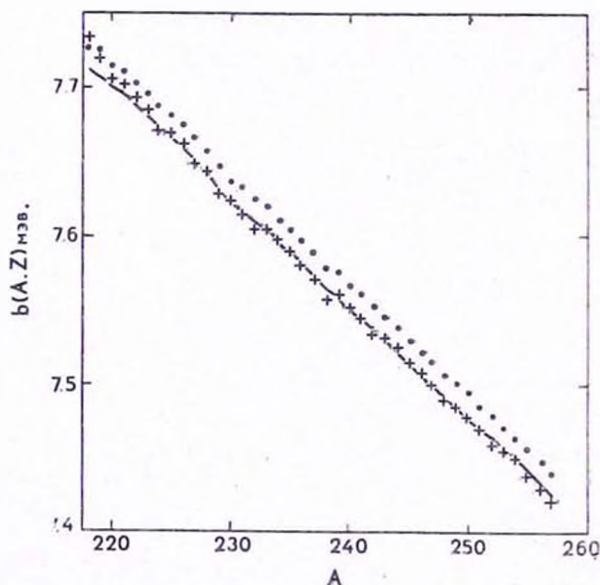


Рис. 1. Зависимость энергии связи нуклона от массового числа A для изобар с наименьшими Z . Крестики представляют экспериментальные данные [15], линия — формулу (3), точки — формулу (1).

Среднеквадратичные ошибки коэффициентов формулы (3) можно оценить, исходя из уравнения

$$\overline{\varphi_a^2 (\Delta \alpha)^2} + \overline{\varphi_\beta^2 (\Delta \beta)^2} + \sum_k \overline{\varphi_k^2 (\Delta c_k)^2} = \overline{(\Delta b)^2}. \quad (10)$$

Здесь $(\Delta c_k)^2 = (\overline{\varphi_k \Delta c_k})^2 / \overline{\varphi_k^2}$, а $\varphi_a, \varphi_\beta, \varphi_k$ — известные функции A, y, y_z :

$$\varphi_0 = 1, \quad \varphi_1 = -A^{-1/3}, \quad \varphi_2 = -y^2 A^{2/3},$$

$$\varphi_3 = \frac{\overline{\gamma}}{(c_3 + c_3')^2} \left[c_3' (1 + \alpha) (1 - 2y) + \frac{1}{2} c_3' (1 + \beta) \right] - (1 - 2y - y_z)^2,$$

$$\varphi_4 = -(1 - 2y - y_z)^4, \quad \varphi_5 = -y_z - \frac{\overline{\gamma} (1 + \beta)}{2(c_3 + c_3')},$$

$$\varphi_6 = -y_z^2 + \frac{\overline{\gamma}}{(c_3 + c_3')^2} \left[\frac{1}{2} c_3' (1 + \beta) - c_3 (1 + \alpha) (1 - 2y) \right],$$

$$\varphi_7 = \frac{c_3 \overline{\gamma}}{c_3 + c_3'} (1 - 2y), \quad \varphi_8 = -\frac{c_3' \overline{\gamma}}{2(c_3 + c_3')},$$

где

$$\gamma = 2c_3(1 - 2y - y_\pi) + 4c_4(1 - 2y - y_\pi)^3 - c_\pi^* - 2c_3^* y_\pi.$$

В рассматриваемой области эти функции приблизительно постоянны, а средние значения их квадратов равны соответственно 1; $2.605 \cdot 10^{-2}$; 34.49; $2.534 \cdot 10^{-3}$; $2.556 \cdot 10^{-6}$; $3.237 \cdot 10^{-5}$; $2.687 \cdot 10^{-7}$; $6.043 \cdot 10^{-2}$; $6.403 \cdot 10^{-2}$. В (10) не учтены экспериментальные ошибки в виду их малости. Предполагая, что в (10) все слагаемые имеют примерно одинаковый вклад в $(\Delta b)^2$, получаем $\Delta c_0 = 0.001$; $\Delta c_1 = 0.007$; $\Delta c_2 = 0.0002$; $\Delta c_3 = 0.02$; $\Delta c_4 = 0.67$; $\Delta c_\pi = 0.19$; $\Delta c_3^* = 2.06 \text{ Мэв}$; $\Delta z = \Delta \beta = 0.004$. Итак,

$$c_3^* = 17.65 \pm 2.06; \quad c_\pi = 11.96 \pm 0.19 \text{ Мэв},$$

$$z_1 = -\beta_1 = 0.088 \pm 0.004. \quad (11)$$

Затем, оставляя неизменными все коэффициенты, входящие в (3), мы произвели уточнение параметров z, β для ядер с $Z > Z_0$. Оказалось, $z_2 \approx 0.107$; $\beta_2 \approx -0.106$. В этом случае точность в 2 раза больше точности формулы (1) в той же области. Знание зависимости коэффициентов z, β от A и Z дало бы возможность еще больше улучшить согласие с экспериментом. Однако нахождение такой зависимости не представляется возможным из-за малости числа π^- -мезонов в ядрах. Следует иметь в виду, что энергия связи явным образом не зависит от z и β . Ими определяется лишь число мезонов в ядрах.

Округленные до целого, числа π^- -мезонов в ядрах с $A \gtrsim 200$ приведены в табл. 1. С уменьшением порядкового номера Z число пионов растет, достигая 5 + 7 частиц в изобарах с наименьшими Z . Согласно (8), в ядрах с $A \lesssim 200$, где $y > 0.4$, мезонов нет. Не исключено наличие мезонов в некоторых ядрах ниже порога $A \approx 200$, если, конечно, при этом $y < 0.4$. Знание параметров z, β в этой области позволило бы выяснить, в каких именно ядрах имеются мезоны. Однако это нереальная задача, поскольку ошибки химических потенциалов здесь особенно велики.

Если для энергии связи сохранить прежнее определение $B = [(A - Z)m_n + Zm_p - M]c^2$, то при наличии мезонов она уменьшается на величину $\sim 0.01 \cdot A \text{ Мэв}$. Однако такое определение B некорректно, так как в нем упускается факт наличия π^- -мезонов. Если же исходить из более правильного определения $B = (N_n m_n + N_p m_p + + N_\pi m_\pi - M)c^2$, энергия связи, как и следовало ожидать, увеличивается.

Для наличия π^- -мезонов в ядрах вырожденной плазмы условия особенно благоприятны. В самом деле, число пионов в ядрах здесь определяет-

ся из условия $\mu_{\pi} = \mu_e$, где μ_e — граничная энергия электронов. По этой причине выше некоторого порога в плазме π^- -мезоны имеются также и в средних ядрах и, что еще более важно, с повышением плотности их концентрация должна монотонно расти. В работе [14] этот вопрос был исследован теоретическим путем. В настоящей работе определенные полуэмпирическим путем параметры π^- -мезонов в ядерном веществе позволяют произвести важные уточнения в явлении пионизации ядер Ae -плазмы, которые радикально изменяют сложившиеся представления о свойствах вырожденных газовых масс.

Таблица 1
ЧИСЛО π^- -МЕЗОНОВ В ЯДРАХ С $A > 217$

A	Z	N_{π}	A	Z	N_{π}	A	Z	N_{π}
257	103	3	242	94	7	227	91	3
	102	4		98	1		90	4
	101	4			3		88	7
	100	5			3			
254	102	2	239	95	4	224	92	1
	101	4		96	2		91	2
	100	4			4		90	3
	99	5			5		87	4
251	98	6	236	94	6	221	88	5
	102	1		95	1		91	1
		3			2		90	2
		4			3		89	3
248	97	5	233	93	2	218	88	4
	96	6		94	2		87	5
	95	7			3		90	1
	94	8			3		89	2
245	93	9	230	92	3	218	88	2
	92	10		95	4		86	3
	91	11			6		85	4
	90	12			7		84	5

Авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну за многочисленные стимулирующие обсуждения и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за проявленный интерес.

Ереванский государственный
университет

THE PRESENCE OF π^- -MESONS IN HEAVY
ATOMIC NUCLEI

L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The possibility of the presence of π^- -mesons in heavy atomic nuclei is investigated. The parameters characterizing the state of π^- -mesons are found in a semiempirical way. In the nuclei with mass numbers $A \leq 200$ there are no mesons, and with $A \geq 200$ there are a few π^- -mesons. While decreasing Z , the ordinal number, at given A the number of pions increases, reaching 5—7 particles in isobars with the smaller Z .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; 63, 1993, 1972; Письма ЖЭТФ, 19, 539, 1974.
2. А. Б. Migdal, Phys. Lett., 45B, 448, 1973; π -condensation in Nuclei and Electron scattering data, Preprint, Chernogolovka, 1974.
3. А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, ЖЭТФ, 66, 443, 1974.
4. А. Б. Migdal, N. A. Ktrichenko, G. A. Sorokin, π -condensation in a Finite System and Properties of Nuclei, Preprint, Chernogolovka, 1974.
5. А. Б. Migdal, G. A. Sorokin, O. A. Markin, I. N. Mikhustin, Pion Condensation and Stability of Abnormal Nuclei, Preprint, Chernogolovka, 1976.
6. А. Б. Мигдал, Письма ЖЭТФ, 18, 443, 1973.
7. О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, Письма ЖЭТФ, 20, 497, 1974.
8. Г. А. Сорокин, Письма ЖЭТФ, 21, 312, 1975.
9. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
10. D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
11. J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Pion Condensed Matter at High densities: Equation of state and Stellar models, Preprint, 1974.
12. С-К Ау, G. Baym, Nucl. Phys., A236, 500, 1974.
13. Г. П. Алоджанц, А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, ДАН Арм. ССР, 59, 168, 1974.
14. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 295, 1977.
15. В. А. Кравцов, Массы атомов и энергии связи ядер, Атомиздат, М., 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ОБ УСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ ХОЛОДНОГО ЗАМАГНИЧЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ПЛОТНОСТЯХ, МЕНЬШЕ ЯДЕРНОЙ

В. С. СЕКЕРЖИЦКИЙ, Г. А. ШУЛЬМАН

Поступила 5 января 1976

Пересмотрена 11 июня 1976

Исследуется наиболее устойчивое состояние Ае- и Аеп-фаз холодного вещества, находящегося в сверхсильном магнитном поле. Получены выражения плотности числа барионов и плотности энергии в зависимости от напряженности магнитного поля для различных значений массового числа и для наиболее устойчивого состояния вещества. Приведены численные оценки порога появления свободных нейтронов и порога электронно-нуклонной фазы вещества для различных значений напряженности магнитного поля. Показано, что с увеличением напряженности магнитного поля H порог образования Аеп-фазы смещается в сторону более высоких плотностей и при $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ гс вещество переходит из Ае-фазы в епр-фазу, минуя Аеп-фазу.

1. *Введение.* Как известно, при большой плотности вещества массовое число A и заряд атомного ядра Z зависят от граничной энергии электронов. С повышением плотности сначала происходит нейтронизация вещества, затем образуются стабильные свободные нейтроны. Дальнейшее увеличение плотности вещества ведет к образованию сплошной ядерной материи, состоящей из протонов, нейтронов и электронов. Абсолютно устойчивым является при этом такое состояние холодного плотного вещества, в котором запрещены β -процессы и пикноядерные реакции [1].

Настоящая работа посвящена вопросу абсолютно устойчивого состояния вещества с замороженным магнитным полем. Будем исходить из предположения, что ядра атомов образуют кристаллическую решетку, а электроны — вырожденный релятивистский идеальный газ, находящийся в однородном магнитном поле. Как показано в [2], кристаллическая решетка плотного вещества в однородном магнитном поле для плотностей $\gtrsim 10^6$ г/см³ устойчива при $H \gtrsim 10^{23}$ гс. Мы же будем рассматривать

вещество с замороженным магнитным полем, напряженность которого $H \ll 10^{23}$ эс.

В этом случае магнитное поле существенно изменяет плотность числа квантовых состояний релятивистских электронов и ориентирует свободные нейтроны плотного вещества вдоль направления поля.

2. Устойчивое состояние *Ае-фазы вещества в сверхсильном магнитном поле*. *Ае-фаза* вещества состоит из голых атомных ядер и свободных электронов. Устойчивое состояние вещества в *Ае-фазе* мы можем исследовать, исходя из формулы плотности энергии для заданного массового числа A [1]:

$$\rho = \frac{n_{\text{я}}}{A} [(A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - W(A, Z)] + \rho_e, \quad (1)$$

где первое слагаемое есть плотность энергии атомных ядер, второе — плотность энергии вырожденного релятивистского электронного газа, находящегося в однородном магнитном поле, $n_{\text{я}}$ — число барионов в единице объема, $n_{\text{я}}/A$ — плотность числа атомных ядер с параметрами A и Z , m_n и m_p — соответственно массы нейтрона и протона, c — скорость света, $W(A, Z)$ — энергия связи ядра, определяемая формулой Вайцзеккера [3]:

$$W(A, Z) = c_0 A - c_1 A^{2/3} - c_2 Z^2 A^{-1/3} - c_3 A (1 - 2ZA^{-1})^2, \quad (2)$$

$$c_0 = 15.7; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7$$

(значения коэффициентов c_0, c_1, c_2, c_3 даны в Мэв и взяты из [1]).

Мы будем рассматривать электронный газ с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{31} \text{ см}^{-3}$, поэтому вправе ограничиться ультрарелятивистским приближением. Чтобы получить выражение для плотности энергии электронов ρ_e , воспользуемся формулой средней энергии вырожденного ультрарелятивистского электронного газа в присутствии квантующих магнитных полей [4]:

$$E = \frac{N_{\text{т0}} [2x R_2(x) - R_1(x)]}{2 |R_2(x)|^{4/3}}, \quad (3)$$

Заметно изменяют энергетические характеристики ультрарелятивистского электронного газа сверхсильные магнитные поля, для которых $0 < x^2 < 2$, что соответствует квантовому уровню Ландау $n=0$. Тогда, согласно [4], имеем

$$R_1(x) = \frac{3}{2} x^2, \quad R_2(x) = \frac{3}{2} x. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3) и учитывая, что плотность энергии электронного газа E_n/N , где N — общее число электронов, получим

$$\rho_e = \frac{n_e}{2} \mu_0 \left(\frac{x^2}{1.5} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где μ_0 — химический потенциал ультрарелятивистского электронного газа в отсутствие внешних воздействий [1]:

$$\mu_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3}, \quad (6)$$

$$x^2 = \frac{\mu^2}{2m_e c^2 \mu_B H}. \quad (7)$$

Здесь μ — химический потенциал ультрарелятивистского электронного газа, $\mu_B = (eh)/(2m_e c)$ — магнетон Бора, m_e и e — соответственно масса и заряд электрона, $\hbar$ — постоянная Планка.

Условие нейтральности дает $n_e = (Z/A) n_A$, и потому выражение (1) с учетом (2) и (5) примет вид

$$\begin{aligned} \rho = n_A \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \frac{Z}{A} + \right. \\ \left. + c_1 A^{-1/3} + (c_2 A^{2/3} + 4c_3) \frac{Z^2}{A^2} \right] + \frac{\pi^2 \hbar^3 c}{2m_e \mu_B H} \frac{Z^2}{A^2} n_A^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Минимизируя (8) при заданной плотности числа барионов, согласно [1], найдем формулу, определяющую зависимость отношения Z/A от плотности числа барионов n_A и напряженности магнитного поля H при заданном A :

$$n_A = \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \frac{1}{y} [(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - 2y (c_2 A^{2/3} + 4c_3)], \quad (9)$$

где

$$y = Z/A.$$

Используя (9), легко получить выражение для минимального значения плотности энергии среды, состоящей из одного типа атомных ядер с фиксированным массовым числом A :

$$\rho = n_A \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} y (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \right]. \quad (10)$$

Следуя [1], получаем для самого устойчивого состояния вещества Ae -фазы соотношения, определяющие зависимость A и Z от плотности числа барионов n_A и от напряженности магнитного поля H :

$$y = \frac{Z}{A} = \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} \approx \frac{3.54}{\sqrt{A}}, \quad (11)$$

$$n_{\text{я}} = \frac{m_e c^2 H}{\pi^2 \hbar^3 c} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2 A}{c_1} \right)^{1/2} - 2(c_2 A^{2/3} + 4c_3) \right], \quad (12)$$

а также формулу, определяющую наименьшее значение плотности энергии вырожденной электронно-ядерной нейтральной плазмы при заданных значениях $n_{\text{я}}$ и H :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{min}} = n_{\text{я}} & \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Легко видеть, что для заданного $n_{\text{я}}$ увеличение напряженности магнитного поля H влечет за собой увеличение отношения Z/A , что свидетельствует о замедлении процесса нейтронизации вещества Ae -фазы. Зависимость A и Z/A от плотности числа барионов $n_{\text{я}}$ в присутствии магнитного поля заметна лишь при $\varepsilon_e(H) \gg m_e c^2$, где $\varepsilon_e(H)$ — граничная энергия электронов.

С возрастанием напряженности магнитного поля граничная энергия электронов $\varepsilon_e(H)$ уменьшается [2]. Это приводит к снятию вырождения и приближения идеального газа для электронов Ae -фазы вещества [5], поскольку для вырожденного электронного газа

$$\varepsilon_e(H) \gg kT \quad (14)$$

и для идеального газа

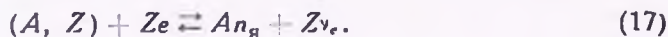
$$\varepsilon_e(H) \gg \varepsilon_{\text{кул}}, \quad (15)$$

где $\varepsilon_{\text{кул}} \sim e^2 r^{-1}$ — энергия кулоновского взаимодействия электрона с электронами и протонами, $r \sim n_e^{-1/3}$ — среднее расстояние между электроном и протоном. Согласно [5], условие идеальности электронного газа является более сильным ограничением, чем условие вырождения, т. е. еще до того, как сверхсильное магнитное поле снимает вырождение ультрарелятивистского электронного газа, он перестает быть идеальным. В нашем случае ультрарелятивистский электронный газ можно считать идеальным и вырожденным, если напряженность магнитного поля $H \lesssim 10^{10}$ гс.

3. Устойчивое состояние Aen -фазы вещества в сверхсильном магнитном поле. Образование свободных нейтронов в вырожденной электронно-ядерной плазме происходит, как известно [1], при граничной энергии ε_e электронов, удовлетворяющей условию

$$Z\varepsilon_e \geq [Am_n - M(A, Z)]c^2, \quad (16)$$

где $M(A, Z)$ — масса ядра. Знак равенства соответствует порогу появления нейтронов в составе вещества в качестве стабильной его компоненты. Термодинамическое равновесие между различными компонентами вещества осуществляется с помощью реакций



Появление свободных нейтронов вызвано требованием минимума энергии. Как и в [1], будем называть Аеп-фазой вещества такое его состояние, в котором наряду с атомными ядрами и электронами имеются стабильные свободные нейтроны. В этой фазе протон является нестабильной частицей, поскольку здесь

$$m_p c^2 + \varepsilon_e > m_n c^2 + T_n, \quad (18)$$

где T_n — кинетическая энергия нейтрона.

Условие нейтральности плазмы в Аеп-фазе имеет вид:

$$Z(n_{\gamma} - n_n) = An_e, \quad (19)$$

где n_n — плотность числа свободных нейтронов. Тогда выражение для плотности энергии Аеп-фазы вещества в сверхсильном магнитном поле можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho = & \frac{n_{\gamma} - n_n}{A} [(A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - W(A, Z)] + \\ & + m_n n_n c^2 - \mu_n H n_n + \frac{3}{10} \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{m_n} n_n^{5/3} + \\ & + \frac{\pi^2 \hbar^3 c}{2 m_e \mu_B H} \frac{Z^2}{A^2} (n_{\gamma} - n_n)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $\mu_n = -9.66065 \cdot 10^{-24}$ эрг/гс — магнитный момент нейтрона. Третье и четвертое слагаемые представляют собой соответственно плотность энергии взаимодействия нейтронов с магнитным полем и плотность фермиевской кинетической энергии нерелятивистских нейтронов, последнее слагаемое — плотность энергии ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле напряженностью H .

Следуя [1], получим

$$\left. \begin{aligned} n_n = & \frac{(2m_n)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 c^3} [(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + \mu_n H]^{3/2}, \\ n_{\gamma} = & n_n + \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \frac{1}{y} [(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - 2y (4c_3 + c_2 A^{2/3})]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для минимального значения плотности энергии среды, состоящей из одного типа атомных ядер с фиксированным массовым числом A имеем из (20) с учетом (2) и (21):

$$\begin{aligned} \rho = n_{\text{я}} m_n c^2 + n_{\text{я}} \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} y (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \right] + \\ + n_n \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \frac{1}{2} y (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - \right. \\ \left. - \frac{3}{5} y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}) - \frac{2}{5} \mu_n H \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Для самого устойчивого состояния вещества Аеп-фазы после вычислений, аналогичных [1], получим:

$$y^2 = \frac{Z^2}{A^2} = \frac{c_1}{2c_2 A}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 c^3} \left[(c_3 - c_0) + \frac{1}{2} c_1 A^{-1/3} - \frac{2c_1 c_3}{c_2 A} + \mu_n H \right]^{3/2}, \\ n_{\text{я}} = n_n + \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_1 A}{c_1} \right)^{1/2} - 2(c_2 A^{2/3} + 4c_3) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Окончательное выражение для наименьшего значения плотности энергии вещества при заданных $n_{\text{я}}$ и H в Аеп-фазе примет вид:

$$\begin{aligned} \rho_{\min} = m_n n_{\text{я}} c^2 + n_{\text{я}} \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} \times \right. \\ \times (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left. \right] + n_n \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - \frac{3}{5} \frac{c_1}{2c_2 A} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) - \frac{2}{5} \mu_n H \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Из уравнений (24) легко видеть, что увеличение напряженности магнитного поля ведет к изменению порога образования Аеп-фазы. При $H=0$ имеем у порога образования Аеп-фазы для самого устойчивого состояния вещества $A \approx 121$, $y=0.322$, $n_{\text{я}} = 1.87 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$; при $H = 10^{18} \text{ гс}$ имеем $A \approx 371$, $y=0.184$, $n_{\text{я}} = 2.96 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Это значит, что при напряженности магнитного поля $H=10^{18} \text{ гс}$ первые свободные нейтроны появляются лишь в области ядерных плотностей вещества, т. е. порог образования Аеп-фазы смещается в сторону более высоких плотностей. Значения y и $n_{\text{я}}$ у порога перехода фаз Ае $\rightarrow$ Аеп для различных A приведены в табл. 1.

Таблица 1

A	H = 0		H = 10 ¹⁸ гс	
	$y = \frac{Z}{A}$	$n_n, \text{см}^{-3}$	$y = \frac{Z}{A}$	$n_n, \text{см}^{-3}$
8	0.416	$3.45 \cdot 10^{31}$	0.334	$1.06 \cdot 10^{37}$
27	0.371	$1.09 \cdot 10^{35}$	0.279	$1.61 \cdot 10^{37}$
64	0.342	$1.63 \cdot 10^{35}$	0.246	$2.04 \cdot 10^{37}$
125	0.320	$1.88 \cdot 10^{35}$	0.222	$2.38 \cdot 10^{37}$
216	0.302	$1.87 \cdot 10^{35}$	0.202	$2.67 \cdot 10^{37}$

Аеп-фаза кончается полным развалом атомных ядер и образованием электронно-нуклонной (енр) фазы. Точное определение порога фазового перехода Аеп→енр не представляется возможным, т. к. неизвестен ядерный потенциал в соответствующей области плотностей. Порог перехода фаз Аеп→енр можно лишь оценить из требования равенства нулю энергии связи нуклона [1]:

$$w(A, Z) = -(c_3 - c_0) - c_1 A^{-1/3} + 4c_3 y - (4c_3 + c_2 A^{2/3}) y^2 = 0 \quad (26)$$

В случае наивероятного ядра $n = \sqrt{c_1/(2c_2 A)}$, тогда получим из (26), что $A \approx 702$. Подставляя это значение A в (24), получаем, что у порога рождения енр-фазы для наиболее устойчивого состояния вещества при $H = 10^{18}$ гс, $n_n \approx 5.1 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$, $n_n \approx 4.81 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Соответственно, при $H=0$ у порога перехода фаз Аеп→енр $n_n \approx 7 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 1.25 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ [1]. Увеличение напряженности магнитного поля ведет к уменьшению отношения числа свободных нейтронов к общему числу барионов, и может наступить момент, когда свободные нейтроны вообще не образуются. В этом случае возможен переход из Ае-фазы вещества в енр-фазу, минуя Аеп-фазу. В случае самого устойчивого состояния вещества при напряженности магнитного поля $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ гс у порога образования енр-фазы свободных нейтронов в составе вещества нет.

Сценочные значения n_n и n_n у порогов образования енр-фазы для различных A и H легко получить из уравнений (21) и (26). Так, для $A = 27$ получаем $y = 0.182$, тогда при $H = 10^{18}$ гс $n_n = 3.44 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 4.05 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$; при $H = 2 \cdot 10^{18}$ гс, $n_n = 0$, $n_n = 7.41 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$; при $H = 10^{19}$ гс, $n_n = 0$, $n_n = 3.66 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. В [1] получено для $H=0$, $n_n = 1.21 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 1.75 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Значения n_n и n_n для других значений A приведены в табл. 2.

Таблица 2

A	y	H = 0		H = 10 ¹⁸ гс		H = 2 · 10 ¹⁸ гс		H = 10 ¹⁹ гс	
		n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n	n _я , см ⁻³
8	0.215	1.55 · 10 ³⁷	1.87 · 10 ³⁷	5.67 · 10 ³⁶	3.43 · 10 ³⁷	6.4 · 10 ³⁴	5.75 · 10 ³⁷	—	2.86 · 10 ³⁹
64	0.160	1.08 · 10 ³⁷	1.73 · 10 ³⁷	2.23 · 10 ³⁶	4.66 · 10 ³⁷	—	8.85 · 10 ³⁷	—	4.42 · 10 ³⁹
125	0.148	9.79 · 10 ³⁶	1.71 · 10 ³⁷	1.90 · 10 ³⁶	5.02 · 10 ³⁷	—	9.86 · 10 ³⁷	—	4.93 · 10 ³⁹
216	0.141	8.94 · 10 ³⁶	1.65 · 10 ³⁷	1.43 · 10 ³⁶	5.17 · 10 ³⁷	—	1.00 · 10 ³⁹	—	5.03 · 10 ³⁹

Как и для Ае-фазы, мы можем рассматривать возрастание напряженности магнитного поля до определенного значения, выше которого электронный газ нельзя считать идеальным. В случае Аеп-фазы электронный газ остается идеальным и вырожденным, если напряженность магнитного поля $H \lesssim 10^{20}$ гс.

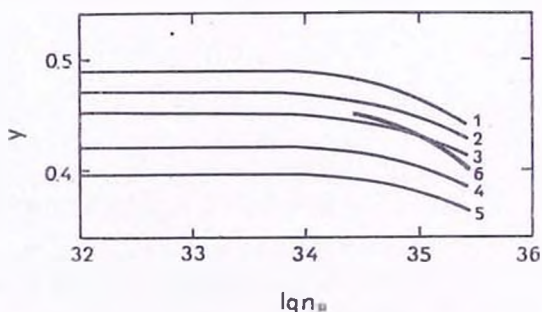


Рис. 1. $H = 10^{17}$ гс. 1 — $A = 8$; 2 — $A = 27$; 3 — $A = 64$; 4 — $A = 125$; 5 — $A = 216$; 6 — для наиболее устойчивого состояния вещества.

На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости отношения $y = Z/A$ от логарифма плотности числа барионов n_n для ряда значений массового числа A при напряженности магнитного поля $H = 10^{17}$ гс (рис. 1) и $H = 10^{18}$ гс (рис. 2). Жирная линия соответствует наиболее устойчивому состоянию Ас- и Аеп-фаз. Ограничение графика на рис. 1 справа вызвано тем, что в сверхсильных магнитных полях $0 < x^2 < 2$, и мы можем рассчитывать плотность энергии ультрарелятивистского электронного газа лишь до определенных значений при заданных H . Так, например, для $H = 10^{17}$ гс при $A = 27$, $n_e \leq 4.22 \cdot 10^{33}$ см⁻³. На рис. 3 показана зависимость массового числа A наиболее устойчивого ядра от логарифма плотности числа барионов n_n при различных заданных значениях напряженности магнитного поля H .

4. О равновесии сверхплотных магнитных звезд. В заключение рассмотрим вопрос о возможности существования сверхсильных магнитных полей в недрах сверхплотной звезды, масса которой $M = M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г, а радиус $R \approx 10^6$ см.

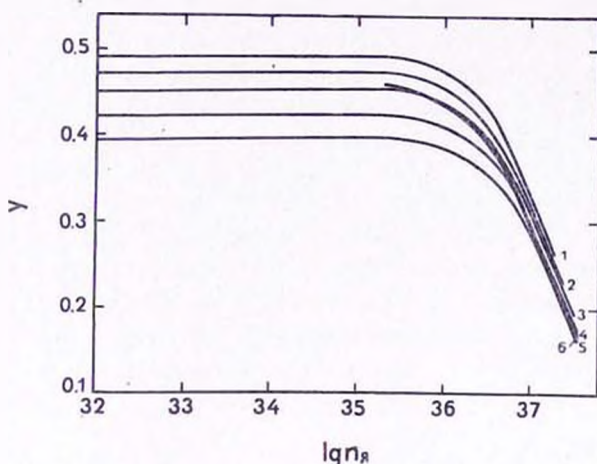


Рис. 2. $H = 10^{18}$ эс. 1 — $A = 8$; 2 — $A = 27$; 3 — $A = 64$; 4 — $A = 125$; 5 — $A = 216$; 6 — для наиболее устойчивого состояния вещества.

Как отмечалось в [6] и [7], если напряженность замороженного магнитного поля на поверхности стандартного пульсара с принятыми выше параметрами лежит в промежутке $2 \cdot 10^{13} < H \leq 10^{14}$ эс, то в силу закона сохранения магнитного потока напряженность магнитного поля в его центре может достигать величины $H_c \sim 10^{18}$ эс. При таком значении напряженности замороженного магнитного поля вблизи центра звезды концентрации протонов (электронов) и нейтронов будут величинами одного порядка и равны $n_p = n_e = n_n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Фермиевская кинетическая энергия ультрарелятивистских электронов в этом случае достигает величины $\epsilon_e \approx 290 \text{ Мэв}$. При $H \approx 10^{18}$ эс значение параметра $x^2 \sim 10$ и потому при такой концентрации электронов влиянием магнитного поля на их фермиевскую энергию мы можем пренебречь [2]. Фермиевская энергия нерелятивистских протонов и нейтронов почти на два порядка меньше и ею мы можем пренебречь в сравнении с фермиевской энергией ультрарелятивистских электронов.

Если $H_c \approx 10^{18}$ эс, то плотность магнитной энергии $w_m = H_c^2/8\pi = 4 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$. При этом значении H_c и концентрации электронов, $n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, плотность фермиевской кинетической энергии $w_e = \epsilon_e n_e \approx 4.6 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$. Иными словами, плотности фермиевской энергии ультрарелятивистских электронов и энергии магнитного поля

в центре сверхплотной звезды при плотностях порядка ядерной примерно одинаковы.

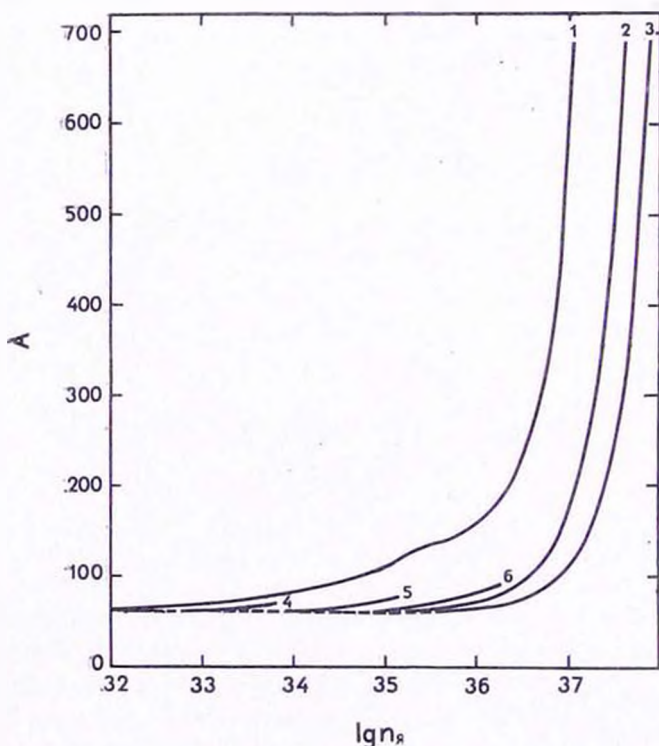


Рис. 3. 1 — $H = 0$; 2 — $H = 10^{13}$ эс; 3 — $H = 2 \cdot 10^{13}$ эс; 4 — $H = 10^{16}$ эс; 5 — $H = 5 \cdot 10^{17}$ эс; 6 — $H = 5 \cdot 10^{17}$ эс.

Сверхплотная звезда с вмороженным магнитным полем будет находиться в равновесном состоянии, если гравитационное давление с одной стороны будет уравниваться с другой стороны давлениями, обусловленными фермиевской кинетической энергией ультрарелятивистских электронов и энергией вмороженного магнитного поля.

Плотность гравитационной энергии мы можем легко оценить, и для сверхплотной звезды с параметрами $M \approx 2 \cdot 10^{33}$ г и $R \approx 10^6$ см мы имеем $w_{\text{гр}} \sim \gamma (M/R^2)^2 \approx 2.7 \cdot 10^{35}$ эрг·см $^{-3}$.

Легко заметить из нашего грубого оценочного расчета, что $w_{\text{гр}}$ превышает сумму w_e и w_m . Это позволяет заключить, что при плотностях порядка ядерных в равновесной сверхплотной звезде с вмороженным сверхсильным магнитным полем напряженность может достигать величины $\sim 10^{18}$ эс или даже несколько превышать это значение.

Таким образом, рассмотрение нами задачи об устойчивом состоянии холодного замагниченного сверхплотного вещества вполне оправдано, поскольку исследуемые нами в этой статье ситуации могут реализоваться в равновесных сверхплотных замагниченных астрофизических объектах.

Что же касается выводов работы, то поскольку в силу отсутствия экспериментальных данных характер изменения поля в недрах звезды определяется лишь на основании закона сохранения магнитного потока при сжатии звезды, они носят оценочный ориентировочный характер.

Необходимо также заметить, что если в центре сверхплотной магнитной звезды $H_c \sim 10^{19}$ гс, то, как следует из результатов работы [8], под действием магнитного поля сфера не является равновесной конфигурацией и будет сплющиваться, сжимаясь по оси симметрии. Это, возможно, и является причиной того, что магнитный момент сверхплотной звезды и ее ось вращения не совпадают [9]. Вопрос этот, равно как и задача о равновесии замагниченных сверхплотных астрофизических объектов, выходит за рамки настоящей статьи и будет рассмотрен отдельно.

Авторы благодарны рецензенту за существенные замечания.

Брестский государственный
педагогический институт

ON THE STABLE STATE OF COLD MATTER WITH INFROSSSED MAGNETIC FIELD BY DENSITIES LESSER NUCLEAR

W. S. SEKERCHITSKI, G. A. SHULMAN

The most stable state Ae- and Aen-phases of cold matter in a superstrong magnetic field has been investigated.

The expressions of barion density and energy density in dependence of magnetic field intensity for the different values of mass number and for most stable state of matter have been received.

The threshold appearance of free neutrons and threshold electron-nucleon phase are estimated related to different intensities of magnetic field.

The threshold Ae-phase is displaced on the side of higher density and is attached to $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ gs, the matter turns from Ae-phase into the enp-phase, omitting the Aen-phase.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Г. А. Шульман, Астрофизика, 10, 543, 1974.
3. Дж. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1954.
4. Г. А. Шульман, Астрофизика, 11, 89, 1975.
5. Г. А. Шульман, В. С. Секержицкий, Астрофизика, 13, 165, 1977.
6. Г. А. Шульман, Астрон. ж., 52, 1166, 1975.
7. Г. А. Шульман, Астрон. ж., 53, 755, 1976.
8. E. Fermi, S. Chandrasekhar, Ap. J., 118, 116, 1953;
Е. Ферми, Научные труды, т. II, Наука, М., 1972, стр. 595.
9. Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Мир, М., 1973, стр. 130.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ В ЗВЕЗДЕ — КОМПОНЕНТЕ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ — С БЫСТРО ВРАЩАЮЩИМСЯ ЯДРОМ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 19 июля 1977

Имеются основания предполагать присутствие быстро вращающихся ядер у некоторых звезд, в частности, у красных гигантов. Если такая звезда является компонентой тесной двойной системы с асинхронным вращением и обладает внешней конвективной зоной, то должен существовать сток углового момента вследствие динамических приливов. Рассматривается упрощенная модель с источником углового момента в центре и стоком его на внешней границе. Для этой модели находится стационарное распределение угловой скорости в предположении, что коэффициент динамической вязкости является функцией температуры. Вычисления показали, что на распределении температуры по радиусу дифференциальное вращение сказывается слабо. Движение оказывается устойчивым только в тех случаях, когда коэффициент вязкости уменьшается с расстоянием от центра.

1. *Введение.* Исследование вращения звезд относится к числу наиболее сложных проблем астрофизики. Наблюдениям доступны лишь самые внешние области звезды. Определять скорость их вращения удастся только при условии, что она достаточно велика и заметно сказывается на профилях линий поглощения. Однако и в таком случае трудно судить о вращении слоев, находящихся на большой глубине, так как далеко не всегда вращение звезды допустимо считать однородным. Косвенные данные указывают на то, что в ряде случаев внутренние области звезды вращаются быстрее, чем поверхностные слои.

Наиболее ярким наблюдательным фактом, демонстрирующим возможное присутствие массивного быстро вращающегося ядра — источника углового момента — является асинхронное вращение компоненты тесной двойной системы. Асинхронность вращения и обращения установлена для значительного числа систем [1]. При этом асинхронно вращающиеся компо-

ненты обычно относятся к поздним спектральным классам (F, G, K) и, значит, обладают конвективными зонами. Под действием динамических приливов вращение в конвективной зоне должно синхронизироваться с обращением за короткое время, так как коэффициент турбулентной вязкости в этой зоне велик. Неоднократно производившиеся расчеты и оценки времени синхронизации вращения и обращения показали, что оно не превосходит 10^5 лет, а, вероятно, и гораздо меньше [2, 3]. Возраст систем обычно более 10^7 лет и, как правило, угловая скорость асинхронного вращения больше, чем скорость обращения звезды по орбите. Отсутствие синхронности можно связать с наличием в недрах звезды источника углового момента.

К выводу о возможности образования быстро вращающихся ядер у звезд, находящихся на поздних стадиях эволюции, приводят результаты расчетов [4]. Происхождение наблюдающихся в большом числе тесных двойных систем звезд-карликов связывается с делением быстро вращающихся ядер массивных звезд [5]. Обзор состояния указанных и ряда других вопросов, относящихся к проблеме неоднородного вращения, содержится в статье Фрике и Киппенхана [6].

В свете сказанного выше представляется интересным изучить процессы переноса углового момента в звезде от быстро вращающегося ядра к конвективной оболочке, тормозящейся действием динамических приливов. В качестве первого шага в решении этой задачи в данной работе находится распределение угловой скорости в упрощенной модели, имеющей источник углового момента внутри и сток его на поверхности. Динамическое состояние оболочки звезды считается при этом квазистационарным.

2. Постановка задачи: влияние вязкости на вращение. Рассмотрим круговой газовый цилиндр, внутренняя область которого («ядро»), содержащая преобладающую долю массы, вращается однородно с угловой скоростью ω_0 , а в самых периферийных слоях («конвективной зоне») угловая скорость $\omega_1 \ll \omega_0$. Между ядром и конвективной зоной существует область, в которой преобладает лучистый перенос энергии, но, вместе с тем, возможна и турбулентность. Протяженность этой области до $r = r_1$ велика по сравнению с радиусом ядра r_0 и также существенно превосходит толщину конвективной зоны. Движение предполагается стационарным.

Рассмотрим сначала влияние вязкости на распределение угловой скорости вращения. При условии стационарности движения уравнение Навье-Стокса, записанное в цилиндрических координатах, имеет вид:

$$\frac{d \ln \eta}{dr} \left(\frac{dv_z}{dr} - \frac{v_z}{r} \right) + \frac{d^2 v_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_z}{dr} - \frac{v_z}{r^2} = 0, \quad (1)$$

где v_z — скорость вращения и η — коэффициент динамической вязкости.

Во внутренних областях звезд число Рейнольдса обычно очень велико и при дифференциальном вращении их можно ожидать возникновения там турбулентности. Соответственно, перенос углового момента должен обуславливаться, главным образом, турбулентной вязкостью. Характеристики турбулентности, от которых зависит коэффициент вязкости, вообще говоря, меняются с глубиной. Для теоретического определения зависимости $\eta_{\text{турб.}}$ от глубины нет достаточных оснований и в качестве приближения будем считать, что

$$\eta_{\text{турб.}} \sim T^m, \quad (2)$$

где m — некоторый параметр. Турбулентность предполагаем дозвуковой и поэтому градиентом турбулентного давления будем пренебрегать по сравнению с градиентом газового давления.

Заметим, что выражением вида (2) при $m = 5/2$ определяется зависимость коэффициента «молекулярной» вязкости от температуры в высокоионизированной плазме. Величина коэффициента вязкости для плазмы мала и вряд ли может обеспечить достаточную скорость переноса углового момента. Нужно полагать, что основную роль в этом процессе играет турбулентная вязкость.

Используя (2) и вводя обозначения

$$x = \frac{r}{r_0}; \quad z = \frac{T}{T_0}; \quad u = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad (3)$$

где T_0 — значение T при $r = r_0$, записываем уравнение (1) в следующей форме:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \left(\frac{3}{x} + m \frac{d \ln z}{dx} \right) \frac{du}{dx} = 0. \quad (4)$$

Нетрудно найти первый интеграл уравнения (4). Он представляется соотношением

$$\frac{du}{dx} = \frac{C_0}{x^3} z^{-m}, \quad (5)$$

где C_0 — некоторая постоянная.

На внутренней границе оболочки (у поверхности ядра) имеем следующие условия:

$$\text{при } x = 1, z = 1 \text{ имеем } u = 1,$$

а на внешней границе зоны лучистого равновесия $u = u_1$ при $x = x_1 \equiv r_1/r_0$. Тогда из (5) находим распределение $u(x)$ в виде

$$u = 1 - (1 - u_1) y, \quad (6)$$

где через y обозначена величина

$$y = \frac{\int_1^x \frac{dx}{x^3 z^m}}{\int_1^{x_1} \frac{dx}{x^3 z^m}} \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) показывают, что действие вязкости не является локальным. На величину угловой скорости при данном r оказывают влияние значения вязкости во всем интервале от r_0 до r_1 .

3. *Условия равновесия лучистой оболочки звезды.* Распределение угловой скорости в оболочке зависит от распределения температуры, которое получается из условия механического равновесия. Это условие записывается в следующей форме:

$$\frac{v^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_{\oplus}}{r^2} \quad (8)$$

Предполагая существование политропной зависимости между давлением и плотностью газа

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1 + \frac{1}{n}} \quad (9)$$

и используя уравнение состояния

$$p = \frac{R^*}{\mu} \rho T, \quad (10)$$

находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = (n + 1) \frac{R^*}{\mu} \frac{dT}{dr}. \quad (11)$$

При учете (3) и (11) из соотношения (8) имеем выражение:

$$\frac{dz}{dx} = -Q \left[1 - \frac{u^2 x^3}{K^2} \right] \frac{1}{x^2}, \quad (12)$$

где обозначено

$$Q = \frac{GM_{\oplus} \mu}{(n + 1) R^* T_0}; \quad K = \frac{\omega_K}{\omega_0} \quad (13)$$

и ω_K — величина кеплеровской круговой скорости на границе ядра.

Из системы уравнений (6), (7), (12) при заданном значении x , получаются распределения ω и T в оболочке. Однако уравнение (12) нужно согласовать с предположением о том, что в рассматриваемой области энергия переносится излучением, а не конвекцией. Этим предположением величина dT/dr определяется независимо.

Условие лучистого равновесия, если пренебречь энергией, выделяющейся в результате вязкой диссипации, дает:

$$4\pi r^2 F_{\text{изл.}} = -r^2 \frac{16\pi ac}{3\kappa_0} T^3 \frac{dT}{dr} = L_*, \quad (14)$$

где $F_{\text{изл.}}$ — поток излучения и κ — коэффициент непрозрачности. Принимая, что κ определяется формулой Крамерса

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\rho}{T^{3.5}}, \quad (15)$$

имеем из (14):

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa_0 L_*}{16\pi ac} T_0^{2n} \frac{T^{2n-6.5}}{r^2}. \quad (16)$$

Когда $n=3.25$ и $\omega=0$, выражения (12) и (16) совместимы при некотором определенном значении T_0 . Распределение T и r в невращающейся политропной звездной оболочке (при $n=3.25$) приведено в книге Чандрасекара [7].

Для вращающейся оболочки, в которой $\omega = \omega_0 r^{-\frac{3}{2}}$, уравнения (12) и (16) также совместимы, если $n=3.25$. Формально действие вращения сводится к уменьшению массы ядра по сравнению со случаем невращающейся конфигурации на множитель $(1 - K^{-2})$. Так как вращение уменьшает градиент температуры, то для вращающейся конфигурации величина T_0 при тех же значениях r_0 , ρ_0 , r_1 и T_1 отличается множителем $(1 - K^{-2})^{2/13}$ от соответствующего значения для невращающейся. Однако это изменение незначительно: при $K \geq 2$ оно менее 4% .

При других законах вращения и указанном значении показателя политропы уравнения (12) и (16) несовместны и поэтому задача является несамосогласованной. Добиться приближенного согласования можно, учитывая, что в основной части оболочки $(u^2 x^3 / K^2) \ll 1$ (при $K \geq 2$) и принимая поэтому, что показатель политропы медленно меняется с расстоянием от центра. Если представить величину n в виде

$$n = \frac{13}{4} + \alpha(T), \quad (17)$$

где $\alpha < 0$ и $|\alpha| \ll 1$, то из результатов расчетов следует, что при $K > 2$ величина α зависит от T очень слабо и изменение u близко следует закону $x^{-\frac{3}{2}}$. Поэтому использование в выражении Q вместо величины эффективного среднего показателя политропы значения $n = 3.25$ не приводит к заметным погрешностям в определении профилей температуры и угловой скорости.

4. *Результаты расчетов.* Система уравнений (6), (7), (12) решалась численно для различных значений параметров Q и K при условии $u_1 = 0$. Для невращающейся конфигурации величина Q определяется выражением

$$Q = \frac{1 - z_1}{1 - \frac{1}{x_1}} \quad (18)$$

и, следовательно, при $z_1 \ll 1$ и $x_1 \gg 1$ она близка к единице. Поэтому и в случае вращения оболочки звезды Q не должно существенно отличаться от единицы.

В качестве иллюстрации на рис. 1 и 2 приведены профили величин z и u для значений $Q = 1.0$, $K = 4.0$, $x_1 = 10$ при различной величине параметра m . Общий характер профилей при $K > 2$ слабо зависит от изменений Q в пределах $0.9 \leq Q \leq 1.2$ и x_1 в пределах $5 \leq x_1 \leq 15$. Что же касается зависимости от параметра m , то она более существенная. Чем меньше значение m , тем быстрее угловая скорость уменьшается с расстоянием.

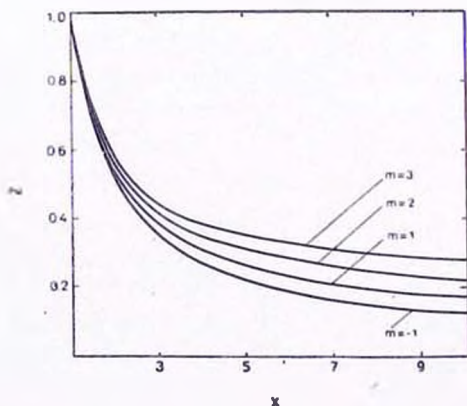


Рис. 1. Профиль температуры ($T = T_0 z$) в лучистой оболочке r_1 и $Q = 1$, $K = 4$, $r_1 = 10r_0$.

При $m < 0$, как показывают расчеты, не выполняется необходимое условие устойчивости, имеющее вид [8]

$$\frac{d(r^2\omega)}{dr} > 0. \quad (19)$$

Поскольку T уменьшается с r , то оказывается, таким образом, что устойчивое стационарное движение при возрастающем с расстоянием коэффициенте вязкости невозможно. Следует иметь в виду, что (19) верно, если отношение коэффициента лучистой теплопроводности к коэффициенту молекулярной кинематической вязкости мало по сравнению с единицей. В случае турбулентной вязкости положение может быть иным и требуется специальное исследование.

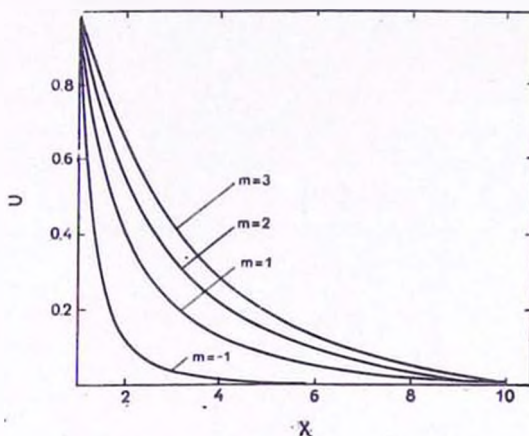


Рис. 2. Профиль угловой скорости ($\omega = \omega_0 u$) в лучистой оболочке при $Q=1$, $K=4$, $r_1=10r_0$.

При $m=1$ движение оказывается очень близким к круговому кеплеровскому, то есть $u \sim x^{-3/2}$. Для значений $m=2 \div 3$ величина $ux^{3/2}$ меняется с x медленно и, следовательно, рассматриваемая задача приближенно является самосогласованной. Еще один из существенных результатов вычислений состоит в том, что при $0 \leq m \leq 3$ вращение сравнительно слабо сказывается на распределении z . Вблизи ядра z спадает быстро ($\sim 1/x$), как это имеет место и для невращающихся оболочек [7].

Полученные выводы дают основу для решения задачи об изменении распределения углового момента во вращающейся звезде со временем. Эту задачу предполагается рассмотреть в дальнейшем.

Численное решение системы на ЭВМ производилось Е. В. Волковым, которому автор выражает за это признательность.

Ленинградский государственный
университет

ANGULAR VELOCITY DISTRIBUTION IN THE STAR WHICH IS A COMPONENT OF CLOSE BINARY SYSTEM AND HAS A FAST ROTATING CORE

V. G. GORBATSKY

There are grounds to suppose the presence of fast rotating core inside some stars, in particular on the red giant stage. In case the star is the component of a close binary with nonsynchronous rotation and has an outer convective zone there must be a sink of angular momentum due to dynamical tides. The simplified model is considered having the source of angular momentum in the centre and the sink on the outer border. Stationary distribution of angular velocity is found for this model on the assumption that dynamical viscosity coefficient is the function of temperature. The calculations have shown that temperature distribution is only slightly affected by rotation. The motion is stable only in cases when viscosity coefficient diminishes with the distance from the centre.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Plavec*, in "Stellar rotation", Proc. IAU Coll., ed. A. Sletteback, Dordrecht, 1970, p. 133.
2. *J. P. Zahn*, Ann. Astrophys., 29, 555, 1960.
3. *M. Lecar, J. C. Wheeler, F. Ch. McKee*, Ap. J., 556, 1976.
4. *R. Kippenhahn, E. Meyer-Hoffmeister, H. C. Thomas*, Astron. Astrophys., 5, 155, 1970.
5. *Z. Kopal*, in "3 Coll. IAU on variable stars", Bamberg, 1962, p. 52.
6. *K. Fricke, R. Kippenhahn*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 45, 1972.
7. *С. Чандраскар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
8. *F. Goldreich, G. Schubert*, Ap. J., 150, 571, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ. II. ЧISTОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ

В. Г. ВЕДМИЧ

Поступила 30 июля 1977

Двумя методами, предложенными в части I, рассчитаны профили линий, расширенных электронным рассеянием. При расчетах предполагалось, что в линии происходит истинное поглощение, а рассеиваются фотоны только на свободных электронах. В качестве функции перераспределения по частотам при электронном рассеянии взята функция, выведенная Хаммером и Михаласом. Вычисления произведены для доплеровского профиля коэффициента поглощения в линии при растущем с глубиной распределении первичных источников. Показывается, что оба метода дополняют друг друга. Получены также асимптотические формулы для интенсивности выходящего излучения, которые хорошо описывают крылья линий.

Введение. В первой работе [1] этой серии было предложено два метода расчета профилей линий, расширенных электронным рассеянием (ЭР). В настоящей статье описываются алгоритмы и приводятся результаты вычислений обоими методами для чистого поглощения в линии ($k = 0$). Это самый простой случай образования линии. Рассмотрение его позволяет, во-первых, наиболее отчетливо выявить роль ЭР, а, во-вторых, отработать методику расчетов. Наконец предположение об отсутствии рассеяния в линии обычно оказывается достаточным для нахождения интегральных характеристик излучения, например, эквивалентных ширин линий поглощения.

При вычислениях принималось, что профиль коэффициента поглощения в линии доплеровский, а рассеяние на электронах описывается функцией, зависящей от модуля разности своих аргументов. Эта функция взята из [2]. Функция Планка бралась линейной по оптической глубине.

Большая часть вычислений выполнена методом двумерного линейного интегрального уравнения (ДЛИУ), причем находились интенсивность и поток выходящего излучения.

В заключительной части статьи получены достаточно простые асимптотические формулы, позволяющие удовлетворительно описать крылья линий, которые сильнее всего изменяются под влиянием ЭР.

В данной работе формулы статьи [1] мы будем нумеровать, ставя впереди римскую цифру I.

2. *Метод двумерного линейного интегрального уравнения.* В обозначениях [1] уравнение переноса излучения (I.1) при $\lambda = 0$ и $B(\tau) = B_0(1 + \beta_*\tau)$ принимает вид

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = -[z(x) + \beta]I(\tau, \mu, x) + \beta_e \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x-x'|}{\gamma}\right) J(\tau, x') \frac{dx'}{\gamma} + B_0[z(x) + \beta_e](1 + \beta_*\tau), \quad (1)$$

с обычным начальным условием $I(0, -\mu, x) = 0$ при $-\infty < x < \infty$ и $0 < \mu \leq 1$. Отметим, что предположение $\lambda = 0$ равносильно тому, что два члена в уравнении (I.1) с учетом (I.2) и (I.3), содержащие λ , сокращаются.

Для введенной в [1] функции $i(z, x) = [z(x) + \beta]I(0, -z[z(x) + \beta], x)$, если выполнить одно интегрирование по z' в (I.5), получается уравнение

$$i(z, x) = i_0(z, x) + \frac{\beta_e}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x-x'|}{\gamma}\right) \left\{ zi(z, x') \ln\left(1 + \frac{1}{z[\alpha(x') + \beta]}\right) + \int_0^{\frac{1}{\gamma(x') + \beta}} \frac{zi(z, x') - z'i(z', x')}{z - z'} dz' \right\} \frac{dx'}{\gamma}, \quad (2)$$

где $i_0(z, x) = B_0[\alpha(x) + \beta](1 + \beta_*z)$.

При $x \rightarrow \infty$ величины $z(x)$ и $R \rightarrow 0$ и из (1) получается уравнение для интенсивности непрерывного спектра $I_c(\tau, \mu) = I(\tau, \mu, \infty)$. Для интенсивности выходящего излучения $I(0, -\mu, \infty) = I_c(\mu)$ справедливо уравнение (I.20), где $I_c^0(\mu) = B_0(1 - \lambda_c)(1 + \beta_*(\mu/\beta))$, а $\lambda_c = \beta_e/\beta$.

Решение его дается формулой

$$I_c(\mu) = B_0 \sqrt{1 - \lambda_c} \varphi(\mu, \lambda_c) \left\{ 1 + \frac{\beta_*}{\beta} \left[\mu + \frac{\lambda_c}{2} \frac{\alpha_1(\lambda_c)}{\sqrt{1 - \lambda_c}} \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\varphi(\mu, \lambda_c)$ — функция Амбарцумяна, $\alpha_i(\lambda_c)$ — ее моменты. Зная интенсивность, можно найти поток

$$H_c = 2\pi \int_0^1 I_c(\mu) \mu d\mu = 2\pi B_0 \sqrt{1-\lambda_c} \left\{ z_1(\lambda_c) + \right. \\ \left. + \frac{\beta_*}{\beta} \left[z_2(\lambda_c) + \frac{\lambda_c}{2} \frac{z_1'(\lambda_c)}{\sqrt{1-\lambda_c}} \right] \right\}. \quad (4)$$

Формула (3) для $I_c(\mu)$ может быть найдена и другими способами [3].

Напомним, что при решении уравнения (2) приходится использовать значения $I(0, -\mu, x)$ при $\mu > 1$, которые не имеют физического смысла. Для получения искомой интенсивности найденное решение сужается на промежуток $0 \leq \mu \leq 1$.

Как уже говорилось, мы приняли $\alpha(x) = e^{-x^2}$, а для R взяли выражение из [2]

$$R(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{|y|}{2}}^{\infty} e^{-z^2} (2z - |y|) dz. \quad (5)$$

Интеграл по z' в (2) вычислялся по квадратурной формуле Лагерра [4], при $z=z'$ неопределенность раскрывалась по правилу Лопиталя. При вычислении интеграла по x' учитывалось, что подынтегральная функция имеет участок $[0, x_0]$ быстрого изменения и участок $[x_0, x_-]$ медленного изменения. Причем, x_- может быть заранее оценено по заданной точности (10^{-4}). Обычно $x_0 \approx 3 + 4$, а $x_- \approx (5 + 10)\gamma$, где $\gamma = 42.8$ для водородной среды.

Уравнение (2) решалось последовательными приближениями. За нулевое приближение бралось $i_0(z, x)$. Изменением числа узлов квадратурных формул мы добивались постоянства 2—3 цифр после запятой в результатах. Итерации прекращались, когда изменения в крыле линии становились меньше 0.01. При малых λ_c требовалось сделать 2—5 итераций. При $\lambda_c > 0.5$ число итераций существенно увеличивалось, причем при $\lambda_c > 0.7$ появлялась неустойчивость. В таких случаях мы ускоряли сходимость, используя тот факт, что разности между двумя последовательными итерациями $\Delta^{(m)} = I^{(m+1)}(\mu, x) - I^{(m)}(\mu, x)$ ведут себя, начиная с некоторого m , как убывающая геометрическая прогрессия.

3. Метод разделения рассеяний (РР). Согласно этому методу интенсивность излучения, выходящего из среды, разбивается на интенсивность в непрерывном спектре, электронную составляющую и интенсивность в узкой линии

$$I(0, -\mu, x) = I(\mu, x) = I_e(\mu) + I_e\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + I_L(\mu, x), \quad (6)$$

причем $I_e(\mu)$, $I_e(\mu, y)$, $I_L(\mu, x)$ определяются соответственно уравнениями (I.9), (I.11), (I.12).

Для вычисления каждой компоненты интенсивности можно получить формулы, полагая в соответствующих выражениях работы [1] $\lambda = 0$. Величина $I_e(\mu)$ по-прежнему дается формулой (3). Для величины $I_L(\mu, x)$ из (I.6), (I.13), (I.24), (I.25), (I.26) находим

$$I_L(\mu, x) = \frac{\beta}{\alpha(x) + \beta} [I_e(\beta z) + I_e(\beta z, 0)] - I_e(\mu) - I_e(\mu, 0) + \\ + B_0 \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} (1 + \beta_* z), \quad (7)$$

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

Что касается $I_e(\mu, y)$, то ее косинус-преобразование дается формулой (I.30), в которой надо заменить λ_e на $\lambda_e(u)$, а $I_e^0(\mu)$ на $(\lambda_e(u)/\gamma) \times \times v(\mu/\beta)$. После несложных преобразований получаем

$$I_e(\mu, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \tilde{I}_e(\mu, u) \cos u y du = \\ = \frac{f(\mu, y)}{\pi \gamma} v\left(\frac{\mu}{\beta}\right) + \frac{1}{\pi \gamma} \int_0^{\mu_0} Q(\mu, \mu', y) \left\{ \mu, v\left(\frac{\mu'}{\beta}\right), \mu' \right\} d\mu', \quad (8)$$

где обозначено

$$\left\{ \mu, v\left(\frac{\mu'}{\beta}\right), \mu' \right\} = \frac{\mu v(\mu/\beta) - \mu' v(\mu'/\beta)}{\mu - \mu'}.$$

Функция $v(\mu/\beta)$ определяется выражением (I.23) (при $\lambda = 0$) и (I.2), а функции $f(\mu, y)$ и $Q(\mu, \mu', y)$ — формулами

$$f(\mu, y) = \int_0^\infty \lambda_e(z) \varphi_1(\mu, z) \cos z y dz, \quad (9)$$

$$Q(\mu, \mu', y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \int_0^\infty \lambda_c^2(z) \varphi_1(\mu, z) \frac{R_c(\mu, z)}{\varphi_1(\mu', z)} \cos zy dz, & 0 \leq \mu' < 1, \\ \frac{1}{2} \lambda_c^2(u) \frac{\varphi_1(\mu, u)}{\mu' \varphi_1(\mu', u)} \frac{u(\mu') \cos y u(\mu')}{\lambda_c(u) [1 + u^2(\mu')] - \lambda_c}, & 1 < \mu < \mu_0. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь $\varphi_1(\mu, u) = \varphi(\mu, \lambda_c(u))$, а $\lambda_c(u)$ для выбранной функции $R(y)$ вида (5) дается формулой

$$\lambda_c(u) = \lambda_c \frac{1 - e^{-u^2}}{u^2}. \quad (11)$$

Функция $R_c(\mu, u)$ определяется формулой (1.33) с заменой λ_c на $\lambda_c(u)$. Функция $u(\mu')$ находится из уравнения

$$\lambda_c(u) \frac{\mu'}{2} \ln \frac{\mu' + 1}{\mu' - 1} = 1, \quad 1 < \mu' < \mu_0, \quad (12)$$

а параметр μ_0 соответствует $u = 0$. Отметим, что в наших вычислениях μ_0 не превосходило 2.0.

При $y = 0$ из (8) получаем величину электронной составляющей в ядре линии. Эта величина, вместе с $v(\mu/\beta)$, находится из основной системы уравнений МРР:

$$\begin{cases} I_c(\mu, 0) = \frac{f(\mu, 0)}{\pi \gamma} v(\mu/\beta) + \frac{1}{\pi \gamma} \int_0^{\mu_0} Q(\mu, \mu', 0) |\mu, v(\mu'/\beta), \mu'| d\mu', \\ v(\mu/\beta) = v_0(\mu/\beta) - \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^1 [I_c(\mu, 0), z'] x\left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right) dz', \end{cases} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} v_0(z) &= \frac{1}{2A} \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) [I_L^0(z), z'] dz' - \\ &- \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^1 x\left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right) [I_c(\mu), z'] dz', \end{aligned} \quad (14)$$

$$[f(z), z'] = \frac{zf(z)}{z + z'} + \frac{zf(z) - z'f(z')}{z - z'}.$$

Здесь функция $G_0(z)$ определяется соотношением (1.16), $I_L^0(z) = (1.6)$, а $x(z) = \sqrt{\ln z}$.

Отметим, что в статье [1] в формулах (1.5) и (1.6) вместо слагаемого ${}_2F_2(\beta z)$ должно стоять $\beta I_c^0(\beta z)$, где

$$I_c^0(u) = \frac{\beta_c}{\beta} \int_0^\infty e^{-\tau_c/\beta} S_c^0(\tau_c) \frac{d\tau_c}{u}.$$

Таким образом, последовательность расчетов MPP была следующей: 1) вычисляем величины и функции: u_0 , $u(u')$, $f(u, 0)$, $Q(u, u', 0)$, $v_0(u/\beta)$, $f(u, y)$, $Q(u, u', y)$, $I_c(u)$; 2) решаем систему (13); 3) находим $I_c(u, y)$ по формуле (8), $I_L(u, x)$ — по (7); 4) по формуле (6) получаем полный профиль линии.

Отметим некоторые подробности вычислений. При нахождении u_0 и $u(u')$ после предварительного выяснения особенностей функций использовалась стандартная подпрограмма решения трансцендентных уравнений. При расчетах функций $f(u, 0)$, $f(u, y)$ мы заменяли промежуток интегрирования $(0, \infty)$ на $(0, u_\infty)$, где $u_\infty \approx 10 - 15$ выбиралось по заданной точности вычислений 10^{-4} . Для получения более удобной формулы вычисления $f(u, y)$ мы воспользовались нелинейным интегральным уравнением для функции $\varphi(u, \lambda_c(u))$. Поэтому расчетная формула приняла вид

$$f(u, y) = \lambda_c \pi R(y) + \frac{u}{2} \int_0^{u_\infty} \lambda_c^2(u) \varphi_1(u, u) \cos u y du \int_0^1 \frac{\varphi_1(u', u)}{u + u'} d u'. \quad (15)$$

Интегралы, входящие в уравнения (13)–(15), вычислялись по квадратурным формулам Гаусса, Лагерра и Эрмита [4] в соответствии с характером изменения подынтегральной функции и длиной промежутка. При вычислении интегралов в формулах (8)–(10) применялась формула Филлона [4].

Система уравнений (13) решалась последовательными приближениями. Итерации прекращались, когда изменения вычисляемых величин становились меньше 0.001. Для этого требовалось сделать 4–6 итераций.

4. Асимптотические формулы. Из (1) получим уравнение для $J(\tau, x)$. Если пренебречь при $x \gg 1$ в сумме $\alpha(x) + \beta$ первым слагаемым, то полу-

чившееся уравнение может быть решено путем применения преобразования Фурье по частоте. Подставляя найденное выражение $J(\tau, x)$ в формулу

$$I(\mu, x) = I_0(\mu, x) + \beta_e \int_0^{\infty} e^{-\frac{q(x) + \beta}{\gamma} \tau} \frac{d\tau}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x - x'|}{\gamma}\right) J(\tau, x') \frac{dx'}{\gamma}, \quad (16)$$

где $I_0(\mu, x) = B_0 \frac{z(x) + \beta_e}{z(x) + \beta} (1 + \beta_* z)$, получим искомую асимптотическую формулу. Она имеет вид

$$\begin{aligned} I(\mu, x) = I_0(\mu, x) + \frac{1}{4\pi\gamma} \frac{B_0}{z(x) + \beta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iu \frac{x}{\gamma}} \lambda_e(u) \left[\tilde{z}\left(\frac{u}{\gamma}\right) + 2\pi\beta_e \delta(u) \right] \times \\ \times \varphi_1(\beta z, u) \left\{ 2\varphi_1(\infty, u) - \left| z_0(u) - 2 \frac{1 - \varphi_1^{-1}(z, u)}{\lambda_e(u)} \right| + \right. \\ \left. + 2\beta_* \varphi_1(\infty, u) \left[z + \frac{\lambda_e(u)}{2\beta} \frac{z_1(u)}{1 - \frac{\lambda_e(u)}{2} z_0(u)} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\beta_*}{\beta} \left[z_0(u) - 2 \frac{1 - \varphi_1^{-1}(z, u)}{\lambda_e(u)} \right] \right\} du, \quad (17) \end{aligned}$$

где $\tilde{z}(u) = 2 \int_0^{\infty} z(x) \cos ux dx = \sqrt{\pi} e^{-\frac{u^2}{4}}$, а $\delta(u)$ — функция Дирака. При

выводе формулы (17) использовались соотношения для функции $\varphi(\mu, \lambda_e(u))$ и ее моментов, приведенные в [5].

В частных случаях $\lambda_e \ll 1$ и $1 - \lambda_e \ll 1$ формула (17) существенно упрощается. Так, при $\lambda_e \ll 1$ (т. е. $\beta_e \ll \beta_*$) после преобразований получаем

$$\begin{aligned} I(\mu, x) \approx I_0(\mu, x) + \frac{\lambda_e}{2} \frac{B_0}{z(x) + \beta} \left\{ |\beta_e + R_2(x)| (\gamma_1 + 2\beta_* z) + \right. \\ \left. + \frac{\lambda_e}{2} \left[\gamma_1 \gamma_2 \beta_e + 2\beta_* \left(\frac{\gamma_4}{\beta} R_2(x) + \beta_e (\gamma_3 + \gamma_2 z) \right) \right] \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

где

$$\gamma_1 = 1 + z \ln \left(1 + \frac{1}{z} \right), \quad \gamma_2 = \beta z \ln \left(1 + \frac{1}{\beta z} \right),$$

$$\gamma_3 = z + \frac{1 + \gamma_4}{2\beta}, \quad \gamma_4 = 1 - z \ln \left(1 + \frac{1}{z} \right),$$

$$R_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} R \left(\frac{|x - x'|}{\gamma} \right) z(x') \frac{dx'}{\gamma} \sim z(x) \quad \text{при } x \gg 1.$$

Если отбросить слагаемое с $(i_c/2)^2$, то

$$I(\nu, x) \approx I_0(\nu, x) + \frac{i_c}{2} B_0 \frac{R_2(x) + \beta_c}{z(x) + \beta} \left[1 + z \ln \left(1 + \frac{1}{z} \right) + 2\beta_* z \right]. \quad (19)$$

Несколько сложнее оказывается формула для $1 - i_c \ll 1$. Мы ее не приводим, так как для вычислений использовалась лишь формула (19).

5. *Обсуждение результатов.* Прежде всего отметим, что профили линий, рассчитанные обоими методами, находятся в хорошем согласии. Это видно из табл. 1. При этом надо иметь в виду, что по мере роста i_c МРР в крыле линии более точен. На рис. 1 приводятся профили линий в потоке для случая изотермической среды. Известно, что при $\beta_* = 0$ в изотермической среде линии не образуются. Если же появляется дополнительное

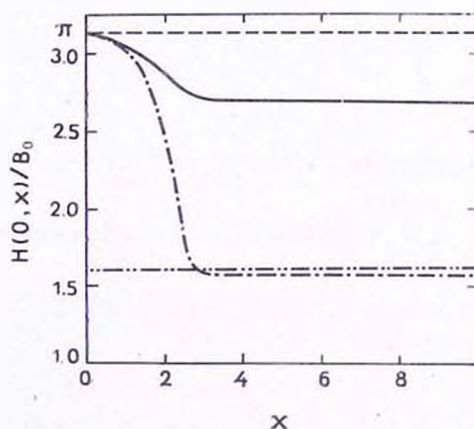


Рис. 1. Профили линий, образующихся в изотермической атмосфере ($\beta_* = 0.01$, $\beta_c = 0$, $\gamma = 42.8$). Нижний профиль соответствует отсутствию ЭР (т. е. $R = 0$), прямая — уровень непрерывного спектра.

рассеяние (не обязательно на электронах), то образуется линия излучения. Это, так называемый, механизм Шустера, действие которого можно пояснить следующим образом. Поскольку излучение в частоте x выходит в основном с оптической глубины $\tau[z(x) + \beta] \approx 1$, то в образовании ядра ли-

нии участвуют поверхностные слои, а в образовании крыльев — более глубокие. Поэтому при добавлении рассеяния фотоны в крыле линии испытывают в среднем больше рассеяний, и их путь до выхода из среды увеличивается больше по сравнению с фотонами в ядре. Следовательно, фотоны крыла сравнительно чаще поглощаются, и в одинаковом интервале частот в крыле выходит их меньше, чем в ядре. Таким образом, линия излучения образуется за счет большего поглощения в крыле линии.

Таблица 1
ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ,
ВЫЧИСЛЕННАЯ МЕТОДОМ РР И МЕТОДОМ
ДЛИУ ($\mu=1.0$, $\beta_c=0.01$, $\beta_0=B_0=1.0$, $\gamma=42.8$)

β_* Метод x	0.02		0.05	
	РР	ДЛИУ	РР	ДЛИУ
0.0	2.26	2.30	2.72	2.68
0.1	2.29	2.31	2.76	2.72
0.3	2.45	2.50	2.91	2.89
0.5	4.10	4.13	4.50	4.47
1.0	9.86	9.87	9.14	9.11
1.5	24.60	25.12	17.27	17.25
2.0	36.79	36.89	21.23	21.26
2.5	38.85	38.94	21.85	21.83
3.0	38.98	39.00	21.83	21.85
4.0	38.73	38.75	21.66	21.63
54.0	38.46	38.48	21.39	21.38
154.0	38.28	38.29	21.17	21.16
254.0	38.24	38.25	21.10	21.09
454.0	38.20	38.21	21.03	21.02
∞	38.20	38.20	20.82	20.82

Рис. 2 дает представление о влиянии ЭР на форму линии при $\beta_* \neq 0$. Здесь видно, что при $\beta_* > \beta_c$ появляется эмиссия в крыле, тем более значительная, чем больше отношение β_*/β_c . Это также проявление механизма Шустера. Отметим, что, имея результаты для $\beta_* = 0$, $\beta_* = 1$, используя линейность уравнения (1), можно найти интенсивность выходящего излучения для любых β_* .

На рис. 3 представлены профили интенсивностей линии для различных значений μ . Для $\mu = 1.0$ даны профили как для $R=0$, так и $R \neq 0$. Как видно, линии имеют узкие ядра $x \sim 0 \div 3$, но в то время, как при $R=0$ линия практически простирается лишь до $x \approx 4.0$, в случае $R \neq 0$ появляются

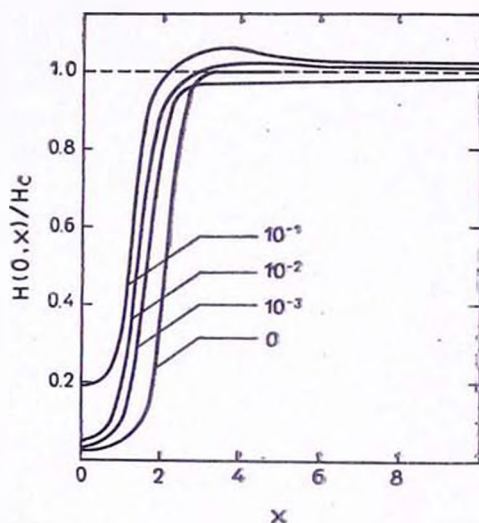


Рис. 2. Влияние величины β_0 на профиль линии в потоке при $\beta_c = 0.01$, $\beta_\infty = 1.0$, $\gamma = 42.8$.

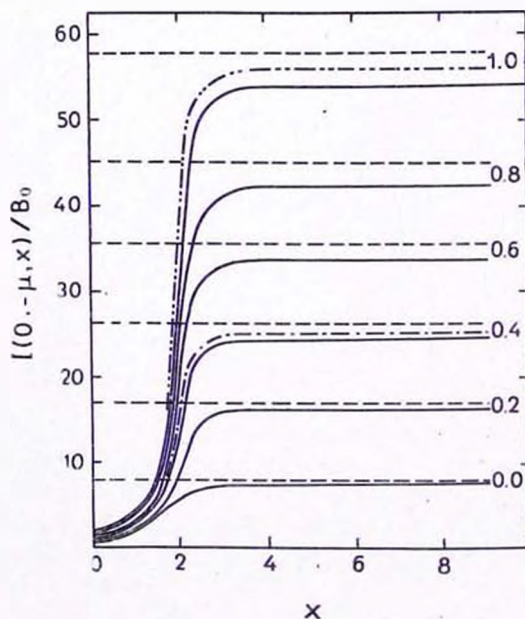


Рис. 3. Изменение профиля линии поглощения по диску звезды ($\beta_c = \beta_\infty = 0.01$, $\beta_\infty = 1.0$, $\gamma = 42.8$). Кривая $\cdots$ соответствует $\gamma = 85.6$, а $---$ начальному приближению для $\mu = 1.0$ (т. е. при $R = 0$).

ся протяженные крылья, простирающиеся до $x \approx 10\gamma$ (см. также табл. 1 и 2). На этом же рис. 3 приводится профиль линии, образующейся в гелиевой среде (т. е. в случае $\gamma = 2\gamma_n = 85.6$). Как и следовало ожидать, линия имеет более узкое ядро, но более развитые крылья. Однако влияние величины γ не очень существенно.

В табл. 2 приведены результаты расчетов по асимптотической формуле (19). Сравнение с точными результатами показывает, что асимптотические формулы дают вполне удовлетворительное описание всего профиля линии. Из этой же таблицы видно, что с увеличением градиента первичных источников образуется более мощная линия.

Таблица 2

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ, ВЫЧИСЛЕННАЯ
ПО ТОЧНОЙ (2) И АСИМПТОТИЧЕСКОЙ (18) ФОРМУЛАМ
($\beta_c = 0.05$, $\mu = B_0 = 1.0$, $\gamma = 42.8$)

β_c	1.0				2.0	
	0.01		0.005		0.005	
	точная	асимпт.	точная	асимпт.	точная	асимпт.
x						
0.0	1.87	2.29	1.98	2.10	2.93	2.72
0.6	2.15	2.45	2.37	2.54	3.71	3.55
1.2	4.44	3.65	4.42	4.85	8.06	7.74
1.8	9.65	8.00	11.15	12.0	22.37	22.0
2.4	15.03	13.1	16.87	17.4	35.68	34.7
3.0	16.92	16.4	17.63	17.8	37.56	36.7
10.0	16.96	16.6	17.70	17.9	37.66	37.1
150.0	17.85	16.7	19.03	18.8	37.68	37.2
400.0	17.92	16.8	19.26	18.8	37.69	37.3
∞	17.94	16.9	19.34	18.8	37.69	37.4

В заключение заметим, что приведенные результаты вычислений согласуются с результатами работы [6].

Автор выражает глубокую благодарность Д. И. Нагирнеру за плодотворные обсуждения результатов работы, В. М. Лоскутову и А. Б. Шнейвайсу за помощь в проведении вычислений на ЭВМ.

Пушкинское высшее командное
училище радиозлектронники

THE BROADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING. II. THE PURE ABSORPTION IN LINE

V. G. VEDMICH

The profiles of a spectral line broadened by electron scattering are calculated using both methods proposed in part I. The pure absorption in the line is assumed. The photons are scattered by free electrons only. For the function of frequency redistribution by electron scattering is taken that was found by Hummer and Mihalas. Calculations are made for the Doppler profile of line absorption coefficient and for distributions of primary sources depending uniformly and linearly on optical depth.

It is shown that these methods are mutually complementary. The asymptotic formulae for emergent intensity are obtained too. These formulae describe the wings of the line.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Наизнер, В. Г. Ведмич, *Астрофизика*, 12, 437, 1976.
2. D. G. Hummer, D. Mihalas, *Ap. J.*, 150, L 57, 1967.
3. В. В. Соболев, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, ГИТТЛ, М., 1956.
4. В. И. Крылов, *Приближенное вычисление интегралов*, Наука, М., 1967.
5. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
6. L. Auer, D. Mihalas, *Ap. J.*, 153, 245, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

О СТАНДАРТНОЙ ЗАДАЧЕ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. ИВАНОВ

Поступила 15 июля 1977

Рассматривается стандартная задача о расчете поля излучения в изотропно рассеивающей полубесконечной атмосфере с экспоненциально распределенными первичными источниками. Показано, что для функции источников $S(\tau)$ существует ряд представлений в виде суммы интеграла по угловой переменной μ от интенсивности $I(\tau, \mu)$, взятой с некоторым весом $f(\mu)$, и псевдосources, соответствующего этому $f(\mu)$. Обычному представлению $S(\tau)$ отвечает $f(\mu) \equiv 1$. Среди представлений есть такие, которые выражают $S(\tau)$ через значения интенсивности только в исходящих направлениях (для них $f(\mu) = 0, \mu < 0$). Другой результат состоит в том, что наряду со стандартным интегральным уравнением с ядром $(\lambda/2)E_1(|\tau - \tau'|)$ функция источников удовлетворяет еще одному уравнению с симметричным разностным ядром (отличным от E_1). Основа всех рассмотрений — соотношения инвариантности.

1. Интенсивность излучения $I(\tau, \mu)$ в изотропно рассеивающей не освещенной извне полубесконечной атмосфере есть решение следующей стандартной задачи (см., например, [1, 2])

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} = -I(\tau, \mu) + S(\tau), \quad (1)$$

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) d\mu + S^*(\tau), \quad (2)$$

$$I(0, \mu) = 0, \quad \mu > 0, \quad (3)$$

или эквивалентного интегрального уравнения для функции источников $S(\tau)$:

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} E_1(|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau' + S^*(\tau), \quad (4)$$

где $E_1(\tau)$ — первая интегральная показательная функция и $S^*(\tau)$ описывает распределение первичных источников излучения в среде. Оптические глубины τ отсчитываются от границы атмосферы, μ есть косинус угла между направлением распространения излучения и внутренней нормалью к границе так что $\mu > 0$ для нисходящего, т. е. идущего от границы излучения, λ — альбеда однократного рассеяния. Атмосферу считаем однородной: $\lambda = \text{const}$, а распределение первичных источников — экспоненциальным:

$$S^*(\tau) = F \exp(-\tau/\mu_0), \quad (5)$$

где F и μ_0 — заданные постоянные. Предположение об однородности среды для дальнейшего принципиально, требование же экспоненциального распределения источников можно ослабить.

Цель настоящей работы — обратить внимание на то, что для функции источников S наряду с (2) существуют и другие представления через интегралы по угловой переменной μ от интенсивности, взятой с некоторым весом, т. е. представления вида

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) f(\mu) d\mu + S_f^*(\tau), \quad (6)$$

где $f(\mu)$ — весовая функция, $S_f^*(\tau)$ — соответствующий этой весовой функции псевдоисточник. Эти представления интересны как с теоретической, так и с вычислительной точек зрения. В основе их вывода лежит использование соотношений инвариантности.

Полученные в работе результаты допускают обобщение на анизотропное рассеяние и рассеяние в частотах линий с полным перераспределением по частотам. Требуемые изменения имеют технический характер. Поэтому ограничение рассмотрением только изотропного рассеяния может показаться неоправданным. Сделано это, однако, намеренно, чтобы не заслонять идеи громоздким аппаратом.

2. Покажем прежде всего, что S представима в виде

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 I(\tau, \mu) H(\mu) d\mu + S_H^*(\tau), \quad (7)$$

где при выполнении (5)

$$S_H^*(\tau) = FH(\mu_0) \exp(-\tau/\mu_0). \quad (8)$$

Здесь $H(\mu)$ — обычная H -функция — решение уравнения

$$H(\mu) = 1 + \frac{\lambda}{2} \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'. \quad (9)$$

В данном представлении весовая функция есть, очевидно,

$$f(\mu) = \begin{cases} H(\mu), & \mu \geq 0, \\ 0, & \mu < 0. \end{cases}$$

Вывод (7) совсем прост: достаточно проинтегрировать по μ от 0 до 1 следующее физически очевидное соотношение инвариантности [1], § 29:

$$\begin{aligned} I(\tau, -\mu) &= \frac{4F}{\lambda} \exp(-\tau/\mu_0) \rho(\mu, \mu_0) \mu_0 + \\ &+ 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') I(\tau, \mu') \mu' d\mu', \quad \mu > 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где ρ — коэффициент отражения:

$$I(0, -\mu) = \frac{4}{\lambda} F \rho(\mu, \mu_0) \mu_0. \quad (11)$$

Воспользовавшись известным выражением H -функции через ρ :

$$H(\mu) = 1 + 2\mu \int_0^1 \rho(\mu, \mu') d\mu' \quad (12)$$

и приняв во внимание (2) и то, что $\rho(\mu, \mu_0) = \rho(\mu_0, \mu)$, мы и приходим к (7). Можно только удивляться тому, что это выражение для S не было получено, скажем, лет 25—30 тому назад. Впрочем, простота вывода не делает формулу (7) тривиальной по своей сути. Ее физический смысл неясен.

Достоинство представления функции источников в форме (7) состоит в том, что здесь, в отличие от стандартного выражения (2), S находится по значениям интенсивности не для всех $\mu \in [-1, 1]$, а лишь для нисходящих направлений $\mu \in [0, 1]$. Это позволяет, в частности, наряду с уравнением типа Винера—Хопфа (4), которое выражает функцию S на глубине τ через ее значения на всех глубинах, получить для S уравнение Вольтерра, дающее функцию источников на некоторой глубине τ через ее значения только на меньших глубинах. Действительно, подставляя в (7) выражение для I через S , вытекающее из (1) и (3), получаем для S уравнение типа свертки (иным путем оно найдено в [3]):

$$S(\tau) = \int_0^\tau N(\tau - \tau') S(\tau') d\tau' + S_H(\tau), \quad (13)$$

где

$$N(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \exp(-\tau/\mu) H(\mu) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (14)$$

Очевидно, что с вычислительной точки зрения это уравнение обладает заметным преимуществом перед уравнением (4) с ядром E_1 , так как (13) можно решать, шаг за шагом переходя от $\tau=0$ к большим глубинам, пока $S(\tau)$ не выйдет на асимптотику.

Интенсивность излучения можно получить, разумеется, и без предварительного определения функции источников. К многочисленным предложенным для этого методам соотношение (7) позволяет добавить еще один. Сначала решается интегро-дифференциальное уравнение, получающееся при подстановке (7) в (1) (дискретизацией по μ , например). Это дает интенсивность излучения, идущего вниз ($\mu > 0$). После этого интенсивность в восходящих направлениях получается квадратурой из соотношения инвариантности (10). Отметим, что вблизи границы, где поле излучения сильно анизотропно, главный вклад в (7) дает свободный член, а поэтому интегральное слагаемое достаточно вычислять с невысокой точностью. С ростом τ вклад интегрального члена возрастает, однако одновременно быстро уменьшается анизотропия поля излучения, и поэтому интеграл будет вычисляться с довольно высокой точностью по малому числу точек*.

Единственная, впрочем, весьма скромная плата за переход к представлению S в форме (7) — необходимость иметь значения H -функции. Их можно либо брать из таблиц (например, [4]), либо получать непосредственно в процессе вычислений, воспользовавшись одной из имеющихся стандартных процедур расчета $H(\mu)$, основанных, например, на итеративном решении уравнения (9) (или той или иной модифицированной его формы) или же на каком-либо из известных явных интегральных представлений $H(\mu)$.

Упомянем о двух важных частных случаях. Полагая в (5) $\mu_0 \rightarrow \infty$ и $F = (1-\lambda)B$, где $B = \text{const}$, мы приходим к задаче о расчете поля излучения в изотермическом полупространстве с тепловым источником. Так как $H(\infty) = (1-\lambda)^{-1/2}$, то соответствующее S_H^* согласно (8) есть

$$S_H^* = \sqrt{1-\lambda} B, \quad (15)$$

а (13) дает $S(0) = \sqrt{1-\lambda} B$ (так называемый „закон $\sqrt{1-\lambda}$ “, см., в частности, [5, 6], § 6.2 и 6.3, [7, 8]).

* Т. Вийк (обсерватория им. В. Струве, Тарту) сообщил недавно автору, что описанный алгоритм оказался очень удобным. Как и ожидалось, он обеспечивает высокую точность даже при малом числе узлов дискретизации по μ .

Другой частный случай — задача Милна, т. е. полупространство без источников на конечных глубинах: $S^*(\tau) = 0$. Ее решение определено с точностью до нормировочного множителя, который мы фиксируем условием $S(0) = 1$. Полагая в (5) и (8) $F = 1/H(\mu_0)$, находим из (13), что для соответствующей $S(\tau)$ при всех μ_0 будет $S(0) = 1$. Перейдем теперь к пределу $\mu_0 \rightarrow -1/k$, где k — неотрицательный корень характеристического уравнения

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1. \quad (16)$$

Как хорошо известно, $H(\mu)$ имеет при $\mu = -1/k$ полюс. Поэтому при $F = 1/H(\mu_0)$ и $\mu_0 \rightarrow -1/k$ (5) дает $S^* = 0$, а соответствующее S_H^* согласно (8) есть

$$S_H^*(\tau) = e^{k\tau}. \quad (17)$$

3. Еще одно интегральное представление функции источников через интенсивность на той же глубине можно получить, воспользовавшись соотношением ([9], формула (49))

$$\frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) i(-\mu) \mu d\mu = -\mu_0 i(-\mu_0) F \exp(-\tau/\mu_0), \quad (18)$$

где $i(\mu)$ — установившееся угловое распределение интенсивности в диффузионном режиме

$$i(\mu) = (1 - k\mu)^{-1}. \quad (19)$$

Формула (18) легко выводится из соотношения инвариантности (10) — можно его умножить на $\mu i(\mu)$ и проинтегрировать затем по μ от 0 до 1, приняв во внимание, что (см., например, [10], гл. II, § 3)

$$i(-\mu) = 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') i(\mu') \mu' d\mu'. \quad (20)$$

Заметим, что (20) есть не что иное, как предельная форма соотношения инвариантности (10) при $\tau \rightarrow \infty$. Если (18) продифференцировать по τ и заменить под интегралом $\mu(\partial I/\partial \tau)$ на правую часть уравнения переноса (1), мы получим для S представление вида (6) с

$$f(\mu) = i(-\mu), \quad S_f^*(\tau) = i(-\mu_0) F \exp(-\tau/\mu_0). \quad (21)$$

Родственным ему является представление, в котором

$$f(\mu) = i(\mu), \quad S_f^*(\tau) = i(\mu_0) F \left(\exp(-\tau/\mu_0) - k\mu_0 \frac{FH(\mu_0)}{H\left(\frac{1}{k}\right)} e^{-k\tau} \right). \quad (22)$$

Оно выводится из соотношения инвариантности (10) подобно (21), с той разницей, что вместо (20) следует использовать парное к нему соотношение ([10], гл. II, § 3)

$$i(\mu) = \frac{H(\mu)}{H\left(\frac{1}{k}\right)(1-k\mu)} + 2 \int_0^1 \varphi(\mu, \mu') i(-\mu') \mu' d\mu' \quad (23)$$

и учесть, что (см. [11], формула (34))

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 I(\tau, \mu) \frac{H(\mu) \mu}{1-k\mu} d\mu = \frac{FH(\mu_0) \mu_0}{1-k\mu_0} (e^{-k\tau} - e^{-\tau/\mu_0}). \quad (24)$$

Представления функции источников в форме (6), определяемые (21) и (22), сами по себе какими-либо особенно полезными свойствами не обладают. Однако они позволяют получить результаты, которые кажутся нам неожиданными (см. следующий раздел).

Приведенное только что соотношение (24) порождает еще одно представление функции источников вида (6). Дифференцируя (24) по τ , пользуясь уравнением переноса (1) и принимая во внимание соотношение

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{H(\mu)}{1-k\mu} d\mu = 1, \quad (25)$$

являющееся по существу альтернативной к (16) формой характеристического уравнения, обнаруживаем, что весовой функции

$$f(\mu) = \begin{cases} \frac{H(\mu)}{1-k\mu}, & \mu \geq 0, \\ 0, & \mu < 0 \end{cases} \quad (26)$$

отвечает псевдоисточник

$$S_f^*(\tau) = \frac{FH(\mu_0)}{1-k\mu_0} (e^{-\tau/\mu_0} - k\mu_0 e^{-k\tau}). \quad (27)$$

В частности, при $F = (1-\lambda)B = \text{const}$ и $\mu_0 \rightarrow \infty$ получаем изотермическую среду с тепловым источником. Так как $H(\infty) = (1-\lambda)^{-1/2}$, то (27) принимает в этом случае вид

$$S_f^*(z) = \sqrt{1 - \lambda} B e^{-kz}. \quad (28)$$

Далее, в (27) полагая $F = 1/H(\mu_0)$ и $\mu_0 \rightarrow -1/k$, для задачи Милна с нормировкой $S(0) = 1$ получаем

$$S_f^*(z) = \operatorname{ch} kz. \quad (29)$$

Два последних частных результата иным путем найдены в [12].

4. Непосредственным следствием соотношений, полученных в предыдущем разделе, является следующий неожиданный на первый взгляд результат: наряду со стандартным интегральным уравнением (4) функция источников S удовлетворяет также и другому уравнению типа Винера—Хопфа:

$$S(z) = \int_0^\infty K_1(z - z') S(z') dz' + S_1^*(z) \quad (30)$$

с ядерной функцией

$$K_1(z) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \exp(-|z|/\mu) \frac{d\mu}{\mu^2(1 - k^2\mu^2)}, \quad (31)$$

отличающейся от обычной ядерной функции $(\lambda/2) E_1(|z|)$ дополнительным множителем $(1 - k^2\mu^2)^{-1}$ в подынтегральном выражении, и псевдоисточником

$$S_1^*(z) = \frac{F}{1 - k^2\mu_0^2} e^{-z/\mu_0} - \frac{k\mu_0 F}{2(1 - k\mu_0)} \frac{H(\mu_0)}{H\left(\frac{1}{k}\right)} e^{-kz}. \quad (32)$$

Действительно, сложив выражения для S вида (6), которые определяются (21) и (22), мы получим

$$S(z) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(z, \mu) \frac{d\mu}{1 - k^2\mu^2} + S_1^*(z), \quad (33)$$

т. е. снова представление вида (6) с $f(\mu) = (1 - k^2\mu^2)^{-1}$. Если теперь в правую часть (33) вместо интенсивности I подставить ее выражение из формального решения уравнения переноса (1) с граничным условием (3) и выполнить те же преобразования, что и при получении обычного интегрального уравнения (4) для $S(z)$, придем к (30).

Упомянем здесь и два отмечавшихся ранее частных случая. Для изотермической среды с тепловым источником ($F = (1-\lambda)B = \text{const}$, $\mu_0 \rightarrow \infty$) имеем

$$S_1^*(\tau) = \frac{\sqrt{1-\lambda}B}{2H\left(\frac{1}{k}\right)} e^{-k\tau}, \quad (34)$$

а для задачи Милна ($F = 1/H(\mu_0)$, $\mu_0 \rightarrow -\frac{1}{k}$)

$$S_1^*(\tau) = -\frac{1}{2B_0} \text{sh } k(\tau + \tau_e), \quad (35)$$

где

$$B_0 = \left(\frac{1-k^2}{2(k^2 + \lambda - 1)} \right)^{1/2} \quad (36)$$

и τ_e — экстраполированная длина, определяемая соотношением

$$B_0 e^{-k\tau_e} = H\left(\frac{1}{k}\right). \quad (37)$$

При получении (35) мы воспользовались тем, что

$$H(\mu)(1+k\mu) \rightarrow -\frac{2B_0^2}{H\left(\frac{1}{k}\right)}, \quad \mu \rightarrow -\frac{1}{k}.$$

Тот факт, что псевдоисточник $S_1^*(\tau)$ для задачи Милна отрицателен, не является неожиданным. В самом деле, ядро $K_1(\tau)$ консервативно при всех $\lambda \in [0, 1]$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} K_1(\tau) d\tau = 1.$$

Более того, если $\lambda < 1$, то $(i/2)E_1(|\tau|) < K_1(\tau)$ при всех $\tau \neq 0$. Поэтому при $\lambda < 1$ интегральный член в правой части в (30) больше, чем в (4). Между тем, для задачи Милна $S^*(\tau) = 0$. Чтобы в (30) компенсировать больший вклад интегрального члена, чем в (4), должно быть $S_1^*(\tau) < S^*(\tau) = 0$.

С вычислительной точки зрения представление функции источников в форме (33) и уравнение (30) менее удобны, чем классическое выраже-

ние (2) и уравнение (4), не говоря уже о представлении (7)—(8). Однако (15) и (18) имеют определенный теоретический интерес.

5. К (30) применим стандартный аппарат решения интегральных уравнений с симметричными разностными ядрами, являющимися суперпозициями экспонент [2, 10].

Обозначив

$$\Psi_1(\mu) = \frac{\lambda}{2(1 - k^2\mu^2)}, \quad (38)$$

будем иметь

$$K_1(\tau) = \int_0^\infty \exp(-\tau/\mu) \Psi_1(\mu) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (39)$$

Функция $\Psi_1(\mu)$ есть, по терминологии Чандрасекара [1], характеристическая функция ядра $K_1(\tau)$. Она четна и консервативна, т. е.

$$\int_{-1}^1 \Psi_1(\mu) d\mu = 1. \quad (40)$$

Последнее свойство следует особо подчеркнуть. Оно приводит к тому, что соответствующее $\Psi_1(\mu)$ характеристическое уравнение

$$\int_{-1}^1 \frac{\Psi_1(\mu) d\mu}{1 - k_1^2\mu^2} = 1 \quad (41)$$

имеет один и тот же (двукратный) корень $k_1=0$ при всех $\lambda \in [0, 1]$ (других корней нет).

Ядро $K_1(\tau)$, подобно $(i/2)E_1(|\tau|)$, порождает соответствующую H -функцию. Обозначим ее $H_1(\mu)$:

$$H_1(\mu) = 1 + \mu H_1(\mu) \int_0^1 \frac{H_1(\mu')}{\mu + \mu'} \Psi_1(\mu') d\mu'. \quad (42)$$

Для первых моментов $H_1(\mu)$

$$h_n = \int_0^1 H_1(\mu) \Psi_1(\mu) \mu^n d\mu \quad (43)$$

из (42) обычным путем ([1], § 38) находим

$$h_0 = 1, \quad h_1 = \frac{\sqrt{1-\lambda}}{k}. \quad (44)$$

Можно ввести также резольвентную функцию $\Phi_1(\tau)$, определив ее как ограниченное при $\tau \rightarrow \infty$ решение уравнения

$$\Phi_1(\tau) = \int_0^{\infty} K_1(\tau - \tau') \Phi_1(\tau') d\tau' + K_1(\tau). \quad (45)$$

Нетрудно показать, что

$$\Phi_1(\tau) = \frac{k}{\sqrt{1-\lambda}} + o(e^{-\tau}), \quad \tau \rightarrow \infty. \quad (46)$$

Функции $H_1(\mu)$ и $\Phi_1(\tau)$ — две основные специальные функции, порождаемые ядром $K_1(\tau)$. Их поведение при всех $\lambda \leq 1$ сходно с поведением консервативных ($\lambda = 1$) функций $H(\mu)$ и $\Phi(\tau)$, отвечающих ядерной функции $(i/2)E_1(|\tau|)$. Мы ограничимся этими замечаниями, не разбирая подробно вопроса о выражении решения исходной задачи (1)–(3) через H_1 и Φ_1 .

Автор признателен Э. Г. Яновскому за интерес к работе и стимулирующие дискуссии.

Ленинградский государственный
университет

ON THE STANDARD PROBLEM OF THE THEORY OF RADIATION TRANSFER

V. V. IVANOV

A standard problem of the calculation of the radiation field in isotropically scattering semiinfinite atmosphere with exponentially distributed primary sources is considered. It is shown that there are several representations of the source function $S(\tau)$ as a sum of an integral over angular variable μ of intensity $I(\tau, \mu)$ multiplied by a weight function $f(\mu)$, and a pseudosource corresponding to this $f(\mu)$. The usual representation of $S(\tau)$ in terms of $I(\tau, \mu)$ has $f(\mu) \equiv 1$. Among the representations there are such that express $S(\tau)$ in terms of intensity for downward directions only, i. e. $f(\mu) = 0$, $\mu < 0$. Another result is that along with

the standard integral equation with the kernel $(i/2) E/(|\tau - \tau'|)$ the source function satisfies also another equation with a symmetric displacement kernel that differs from E_1 . All the considerations are based on the use of invariance principles.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасскар. Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
2. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
3. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян. Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
4. D. W. N. Stibbs, R. E. Weir, M. N., 119, 512, 1959.
5. E. H. Avrett, D. G. Hummer, M. N., 120, 295, 1965.
6. В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
7. H. Frisch, U. Frisch, M. N., 173, 167, 1975.
8. G. B. Rybicki, Ap. J., 213, 165, 1977.
9. Э. Г. Яновицкий. Астрон. ж., 53, 1063, 1976.
10. В. В. Соболев. Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
11. В. В. Иванов. Астрон. ж., 52, 217, 1975.
12. В. В. Иванов. Астрон. ж. (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

К РАСЧЕТУ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЯ $2S$ АТОМА ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

Е. Б. КЛЕЙМАН, И. М. ОПРИНГЕЛЬ

Поступила 10 мая 1976

Пересмотрена 3 декабря 1976

Проведен расчет населенностей второго уровня атома водорода, находящегося в турбулентной плазменной среде. Показано, что двухквантовый $2S \rightarrow 1S$ переход, идущий с излучением плазмона, может существенно влиять на наблюдаемую интенсивность непрерывного излучения.

Как в лабораторной, так и в космической плазме обычно присутствуют нейтральные атомы и ионы, излучение которых позволяет получать важную информацию о различных параметрах среды. Существенным при этом (в отличие от вакуума) является то обстоятельство, что из-за наличия в плазме большого числа различных мод колебаний, здесь появляется возможность для таких процессов излучения, в которых наряду с обычными фотонами принимают участие и кванты среды (например, плазмоны). Как известно, плазменная среда часто может приходить в турбулентное состояние, и в этом случае существенными становятся индуцированные процессы, сопровождающиеся излучением плазменных волн.

Рассмотрение эффектов, возникающих с учетом указанных процессов излучения показало, что последние особенно эффективны в случае запрещенных атомных переходов (см., например, [1—3]), когда одноквантовое излучение сильно запрещено правилами отбора, и наиболее вероятными становятся процессы двухквантового излучения, в которых один из излучаемых квантов является обычным фотоном, в второй — плазмоном.

Анализ возможностей фотон-плазмонных процессов, проведенный в частности, применительно к переходу $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ позволяет в настоящее время более детально исследовать проблему расчета населенностей метастабильного уровня атома водорода в турбулентной плазменной среде.

1. Для нахождения населенностей подуровней второго уровня необходимо составить и решить уравнения стационарности [4]. Первоначально будем считать, что возбуждение атомов происходит при фотоионизациях и последующих рекомбинациях. Кроме того, принимая во внимание сказанное выше, учтем фотон-плазмонный $2S-1S$ переход. Система уравнений стационарности в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} n_{2S}(A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P}) &= x_1 R + n_{2P_{1/2}} C_{2P_{1/2}, 2S} + n_{2P_{3/2}} C_{2P_{3/2}, 2S}, \\ n_{2P_{3/2}} \left(\frac{A_{2P_{3/2}, 1S}}{N_1} + C_{2P_{3/2}, 2S} \right) &= x_2 R + n_{2S} C_{2S, 2P_{3/2}}, \\ n_{2P_{1/2}} \left(\frac{A_{2P_{1/2}, 1S}}{N_2} + C_{2P_{1/2}, 2S} \right) &= x_3 R + n_{2S} C_{2S, 2P_{1/2}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n_{2S} , $n_{2P_{3/2}}$, $n_{2P_{1/2}}$ — населенности соответствующих подуровней второго уровня, $A_{2S, 1S}$ — вероятность перехода $2S-1S$, $C_{2S, 2P} = C_{2S, 2P_{1/2}} + C_{2S, 2P_{3/2}}$ — вероятность перехода $2S-2P$ за счет столкновений, причем $n_i C_{ij}$ — число переходов $i \rightarrow j$, совершающихся под действием столкновений с заряженными частицами в 1 см^3 за 1 сек ; $A_{2P_{3/2}, 1S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S}$ — обычные вероятности оптических переходов с излучением фотонов. Кроме того, $x_1 R$, $x_2 R$ и $x_3 R$ — числа атомов, попадающих в состояния $2S$, $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ соответственно после рекомбинаций и каскадных переходов в 1 см^3 за 1 сек (где R — число рекомбинаций), а N_1 и N_2 — средние числа рассеяний соответствующих фотонов, введение которых позволяет учесть многократное рассеяние фотонов до их выхода из среды [4]. Известно, что среднее число рассеяний определяется оптической толщиной излучающей области. Для рассматриваемых (столь близких) уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ величины N_1 и N_2 примерно одинаковы, поэтому в дальнейшем для простоты будем полагать $N_1 = N_2 = N$.

Решение системы (1) для населенности уровня $2S$ имеет вид:

$$n_{2S} = \frac{x + \frac{x_2 C_{2P_{3/2}, 2S}}{B_{3/2}} + \frac{x_3 C_{2P_{1/2}, 2S}}{B_{1/2}}}{A - \frac{C_{2P_{3/2}, 2S} C_{2S, 2P_{3/2}}}{B_{3/2}} - \frac{C_{2P_{1/2}, 2S} C_{2S, 2P_{1/2}}}{B_{1/2}}} R, \quad (2)$$

где

$$A = A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P},$$

$$B_{3/2} = \frac{A_{2P_{3/2}, 1S}}{N} + C_{2P_{3/2}, 2S}, \quad (3)$$

$$B_{1/2} = \frac{A_{2P_{1/2}, 1S}}{N} + C_{2P_{1/2}, 2S},$$

причем $A_{2S, 1S} = A_{2S, 1S}'' + A_{2S, 1S}'''$ (здесь $A_{2S, 1S}''$ — вероятность фотон-плазмонного $2S-1S$ перехода, а $A_{2S, 1S}'''$ — вероятность обычного двухфотонного излучения с уровня $2S$). Аналогично нетрудно найти из (1) населенности уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$, которые мы здесь не приводим.

1. Остановимся на некоторых предельных случаях и получим величину n_{2S} .

При выполнении условий $A_{2P_{3/2}, 1S} \gg NC_{2P_{3/2}, 2S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S} \gg NC_{2P_{1/2}, 2S}$ имеем:

$$n_{2S} = \frac{X_1 R}{(A_{2S, 1S} + C_{2S, 2P})}, \quad (4)$$

тогда для числа двухфотонных переходов $Z_{2S, 1S} = n_{2S} A_{2S, 1S}''$ получаем:

$$Z_{2S, 1S} = \left(1 + \frac{A_{2S, 1S}''}{A_{2S, 1S}'''} + \frac{C_{2S, 2P}}{A_{2S, 1S}'''} \right)^{-1} x_1 R. \quad (5)$$

В обратном предельном случае, когда $A_{2P_{3/2}, 1S} \ll NC_{2P_{3/2}, 2S}$ и $A_{2P_{1/2}, 1S} \ll NC_{2P_{1/2}, 2S}$, имеем

$$n_{2S} = \frac{R}{A_{2S, 1S}'' + A_{2S, 1S}'''} \quad (6)$$

отсюда

$$Z_{2S, 1S} = R \left(1 + \frac{A_{2S, 1S}''}{A_{2S, 1S}'''} \right)^{-1} \quad (7)$$

(Здесь учтено, что $X_1 + X_2 + X_3 = 1$).

В рассматриваемых случаях число двухквантовых переходов может заметно уменьшиться по сравнению с величиной R (для этого необходимо, чтобы $A_{2S, 1S}'' > A_{2S, 1S}'''$).

Приведем вероятности различных элементарных процессов, входящие в выражения (4)—(7) (выраженные в сек⁻¹) [1, 5—7]:

$A_{2S, 1S}^{II'}$	$A_{2S, 1S}^{II}$	$A_{2P_{1/2}, 1S}$	$A_{2P_{3/2}, 1S}$	$C_{2S, 2P}$	$C_{2S, 2P_{1/2}}$	$C_{2S, 2P_{3/2}}$
8	$2 \cdot 10^{10} W^I$	$6.28 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-4} n_e$	$2.73 \cdot 10^{-4} n_e$	$2.58 \cdot 10^{-4} n_e$

Далее необходимо найти величины $C_{2P_{1/2}, 2S}$ и $C_{2P_{3/2}, 2S}$. Предполагая распределение электронов и протонов максвелловским с температурой $T_e = T_H^+ = T$ и используя условие детального баланса всех процессов, которое справедливо в указанном предположении и при отсутствии термодинамического равновесия, получим: $C_{2P_{1/2}, 2S} = 2.73 \cdot 10^{-4} n_e$ и $C_{2P_{3/2}, 2S} = 1.28 \cdot 10^{-4} n_e$.

Величины x_1 , x_2 и x_3 , характеризующие доли атомов, попадающих в состояния $2S$, $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ соответственно равны: $x_1 = 0.32$, $x_2 = 0.45$ и $x_3 = 0.23$, а величина $R = 2.5 \cdot 10^{-13} n_e n_H$ (см⁻³·сек) при $T \approx 10^4$ К (см. [8]), где n_e и n_H — концентрации электронов и протонов соответственно.

Используя приведенные числовые значения различных величин, можно вычислить населенности уровней в двух рассмотренных выше предельных случаях. В общем случае для нахождения населенностей необходимо знать среднее число рассеяний L_λ квантов в среде — N . Как известно [4], его можно оценить из соотношения:

$$N = 2 \sqrt{\pi \tau_0} \sqrt{\ln \tau_0}, \quad (8)$$

где τ_0 — оптическая толщина среды в центре линии L_λ (указанное выражение получено при доплеровском контуре коэффициента поглощения).

3. В качестве примера рассмотрим туманности, где двухквантовые процессы вносят существенный вклад в формирование непрерывного спектра излучения [9]. В большинстве туманностей электронная концентрация мала — $n_e \approx 10^4$ см⁻³, а $T_e \sim 10^4$ К. В оптически плотных туманностях обычно полагают $\tau_\lambda \approx 10^4$ [10]. Тогда из (8) получаем $N \approx 10^4$. В этих условиях интенсивность непрерывного излучения, очевидно, дается формулой (5). В случае же, если $N \gg 3 \cdot 10^4$, интенсивность двухфотонного излучения нетрудно получить из (7). Однако такие большие значения N , по-видимому, маловероятны.

Следует сказать, что в обоих предельных случаях легко оценить возможное уменьшение наблюдаемой интенсивности двухфотонного излуче-

ния за счет фогон-плазмонного перехода, вероятность которого $A_{2s,1s}''$ пропорциональна плотности энергии турбулентных пульсаций W' (см. таблицу). Зачастую W' гораздо меньше тепловой энергии плазмы (например, для ленгмюровских волн обычно $W' \ll n_e T_e$). Необходимо отметить, что в настоящее время мы не имеем, по существу никакой информации о величине W' в туманностях. Поскольку, однако, в этих условиях столкновения заряженных частиц очень редки, то вполне вероятно, что плазма туманностей может приходить в состояние с развитой плазменной турбулентностью. В этом случае плотность энергии W' обычно полагают на один-два порядка меньше тепловой энергии [11].

Отметим также, что до сих пор мы считали, что возбуждение атомов водорода происходит при фотоионизациях и последующих рекомбинациях. Возможно также возбуждение их посредством электронных ударов. В этом случае система уравнений стационарности для нахождения населенностей второго уровня запишется в виде:

$$n_{2s}(A_{2s,1s} + C_{2s,2p}) = n_{1s}C_{1s,2s} + n_{2p_{1/2}}C_{2p_{1/2},2s} + n_{2p_{3/2}}C_{2p_{3/2},2s},$$

$$n_{2p_{3/2}}\left(\frac{A_{2p_{3/2},1s}}{N_1} + C_{2p_{3/2},2s}\right) = n_{1s}C_{1s,2p_{3/2}} + n_{2s}C_{2s,2p_{3/2}}, \quad (9)$$

$$n_{2p_{1/2}}\left(\frac{A_{2p_{1/2},1s}}{N_2} + C_{2p_{1/2},2s}\right) = n_{1s}C_{1s,2p_{1/2}} + n_{2s}C_{2s,2p_{1/2}}.$$

Решение этой системы получить нетрудно, и здесь мы его не будем приводить. В (9) не учтены удары второго рода. Указанный механизм опустошения второго уровня имеет определенное значение в плотной плазме при $n_e > 10^5 \text{ см}^{-3}$ и не играет заметной роли в рассмотренных выше условиях туманностей.

В заключение заметим, что фотон-плазмонные процессы могут оказаться существенными не только в туманностях, но и в оболочках сверхновых звезд, а также в звездных (например, в солнечной) хромосферах, где легко может возбуждаться интенсивная плазменная турбулентность (пучками быстрых частиц, ударными волнами и т. д.) и где они характеризуются большей вероятностью, чем обычные двухфотонные. Правда, в этих условиях резко возрастает роль столкновений в опустошении уровня $2S$, и поэтому требуется довольно высокий уровень плазменной турбулентности для того, чтобы «работал» рассмотренный эффект.

Благодарим С. А. Каплана за обсуждение, а также рецензента журнала за полезные замечания.

Горьковский государственный
университет
Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

ON THE CALCULATION OF THE POPULATION OF $2S$ LEVEL OF THE HYDROGEN ATOM IN THE PLASMA MEDIUM

E. B. KLEIMAN, I. M. OJRINGEL

The calculation of population of the second level of the hydrogen atom located in the turbulent plasma medium is made. It is shown that two — quantum $2S-1S$ transition accompanied by the plasmon emission may essentially have an influence on the observed intensity of the continuous emission.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Астрон. ж., 49, 294, 1972.
2. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Астрофизика, 9, 417, 1973.
3. Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца, 31, 68, Наука, М., 1973.
4. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Физматгиз, М., 1967.
5. G. Breit, M. Shapiro, Phys. Rev., 110, 142, 1959.
6. М. J. Seaton, В сб. „Космическая газодинамика“, ИИЛ, 1960.
7. Г. Бетэ, Э. Солпитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Физматгиз, М., 1960.
8. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
9. L. Spitzer, J. Greenstein, Ap. J., 114, 407, 1951.
10. Л. Аллер, У. Аллер, Планетарные туманности, Мир, М., 1971.
11. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ДЕКРЕМЕНТ СЕРИЙ РАДИОЛИНИЙ С БОЛЬШИМИ КВАНТОВЫМИ ЧИСЛАМИ

С. А. КАПЛАН, В. В. КУЛИНИЧ

Поступила 8 сентября 1976

В работе предлагается метод численного совместного решения уравнений стационарности и уравнений переноса для уровней с большими квантовыми числами. Метод основан на разбиении системы уровней на зоны и вычислении декрементов линий внутри каждой зоны. Показана хорошая сходимость результатов, поскольку декременты серий в разных зонах в состоянии просветления оказались почти одинаковыми.

Одним из эффективных методов исследования газовых туманностей оказалось наблюдение радиолиний, возникающих при переходах между близкими уровнями с большими квантовыми числами i . Уже наблюдались линии в интервале $60 < i < 600$ (см. сводку в работе [1]). Наблюдения в этих линиях позволяют оценить электронную температуру, плотность и меру эмиссии газовых туманностей в Галактике.

Очевидно, что для применения этого метода прежде всего надо рассчитать интенсивность излучения в линиях с большими квантовыми числами. Этой задаче было посвящено много исследований, начиная с первой работы Кардашева [2]. Как правило, в расчетах предполагалось, что туманность прозрачна в этих линиях и населенности уровней определяются лишь спонтанными переходами и электронными ударами. Тогда составляются каскадные уравнения стационарности и их решения определяют величины отклонения b_i — населенности, i — уровни от термодинамически равновесного. В работе [2] принималось $b_i = 1$, но последующие вычисления показали, что отклонения от условия локального термодинамического равновесия довольно заметны. Надо отметить, что вычисления величины b_i и часто употребляющегося при интерпретации наблюдений параметра $(d \ln b_i)/di$ в разных работах несколько расходятся (см. последние расчеты [3—5]). Как показала обработка наблюдательных данных, определение температуры туманностей почти не зависит от неопределенностей в вычислении b_i , но

они заметно влияют на определение электронной концентрации и меры эмиссии [1]. Мера эмиссии, определенная по линиям с большими i , оказывается всегда больше, чем мера эмиссии, найденная другими способами. В работе Хельминга и Гордона [1] для объяснения этого факта предлагается гипотеза, согласно которой эти линии возникают главным образом в более плотных областях туманностей.

С увеличением плотности туманности большую роль начинают играть индуцированные процессы, т. е. поглощение и вынужденное излучение в линиях. То, что здесь эти процессы могут быть существенными, отмечал Гольдберг еще в 1966 г. (см. [6]). Но для корректного учета индуцированных процессов необходимо совместно решать очень громоздкую систему уравнений стационарности и уравнений переноса для всех линий. Если поставить задачу строго, то для атомной системы, состоящей из N уровней, необходимо совместно решать $N-1$ уравнений стационарности и $N(N-1)/2$ уравнений переноса. При $N \sim 100$ это сделать трудно.

В настоящей работе предлагается простой метод учета индуцированных переходов в расчете атомной системы с большим числом уровней. Метод заключается в следующем.

Известно, что при переходах между уровнями с большими квантовыми числами наибольшую вероятность имеют переходы с небольшим изменением главного квантового числа. Например, для сил осцилятора $f_{i, i-j}/i$ имеем: $f_{i, i-j}/i = 0.194; 0.0271; 0.00841; 0.00365$ и 0.00191 при $j = 1, 2, 3, 4$ и 5 соответственно [7]. Поэтому можно в первом приближении рассматривать сразу не все возможные переходы, а лишь те, которые связаны с небольшим изменением главного квантового числа. Если при этом окажется, что результаты расчета будут слабо зависеть от выбора числа учитываемых уровней, то этот метод можно использовать и для более общих оценок.

Конкретно рассматривается следующая задача. Выберем в системе N уровней атома «зону» с главными квантовыми числами от N_1 до N_2 . Принималось, что $N_1, N_2 \gg 1$. Затем составим уравнение переноса для всех переходов в этой зоне, т. е. всех линий ij при $N_1 < i \leq N_2$ и $N_1 < j \leq N_2$. Далее записывались уравнения стационарности, в которых также учитывались все переходы между уровнями в «зоне», а, кроме того, учитывались рекомбинации на все уровни внутри зоны и уходы из нее вниз путем спонтанных переходов на все уровни ниже зоны.

Чтобы не усложнять задачу, пренебрежем переходами при электронных столкновениях. Кроме того, принимаем, что контур линии прямоугольный, т. е. не учитывается перераспределение квантов по частотам внутри линии при их рассеянии. Оба эти предположения оправдываются в том случае, когда роль индуцированных переходов очень велика. Тогда наступает «просветление» среды в рассматриваемых линиях, т. е. населенности верхнего и нижнего уровней стремятся к равнораспределению. При

этом роль столкновений оказывается относительно малой и оптическая толщина в линии невелика. Такой случай, применительно к водородным сериям с небольшими значениями главных квантовых чисел, рассмотрен в работе [8].

Наконец, просто из требований, налагаемых памятью ЭВМ, мы были вынуждены ограничиться одномерными уравнениями переноса. Можно думать, что и это ограничение не сильно повлияет на полученные ниже результаты.

С учетом указанных ограничений уравнения переноса запишутся в виде:

$$\frac{d N_{ij}(z)}{dz} = k_{ij} \left[- \left(n_i(z) - \frac{g_i}{g_j} n_j(z) \right) N_{ij}(z) + \frac{g_i}{g_j} n_j(z) \right]. \quad (1)$$

Здесь n_i и n_j — населенности уровней с главными квантовыми числами i и j , g_i и g_j — соответствующие статистические веса, z — геометрическая глубина в туманности, k_{ij} — коэффициент поглощения на атом в линии, связанный с вероятностью спонтантного перехода A_{ij} соотношением:

$$k_{ij} = \frac{c^2}{8\pi} \frac{A_{ij}}{\nu_{ij}^3} \frac{\nu_{ij}}{\Delta\nu_{ij}} \frac{g_i}{g_j}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta\nu_{ij}$ — ширина прямоугольного контура линии с частотой ν_{ij} . Вместо интенсивности в линии I_{ij} удобнее пользоваться числом квантов в единице фазового объема для соответствующей линии

$$N_{ij} = \frac{c^2}{2h\nu_{ij}^3} I_{ij}. \quad (3)$$

Уравнение стационарности в нашей постановке задачи имеет вид:

$$\begin{aligned} \sum_{k=i+1}^{N_2} A_{ki} \left[n_k + \left(n_k - \frac{g_k}{g_i} n_i \right) N_{ki} + n_i n + C_i \right] = \\ = \sum_{k=N_1}^{i-1} A_{ik} \left[n_i + \left(n_i + \frac{g_i}{g_k} n_k \right) N_{ki} \right] + n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}, \end{aligned} \quad (4)$$

где C_i — вероятность рекомбинации на i — уровень. В системе (4) индекс i пробегает значения от N_1 до N_2 . При численных расчетах можно пренебречь зависимостью C_i от i , если $i \gtrsim 100$.

Система уравнений (1) и (4) является исходной. К уравнениям переноса добавляются граничные условия, которые должны также учитывать и наличие падающего на среду потока излучения в непрерывном спектре.

Решение этой системы было получено численным интегрированием на ЭВМ типа М-220.

В системе уравнений (1) и (4) удобнее принять для аргумента величину, пропорциональную мере эмиссии:

$$x = 0.6 \cdot 10^8 \frac{\pi e^2}{m_e R_g c^2} \frac{y_{ij}}{\Delta y_{ij}} n_e n^+ C_i, \quad (5)$$

где R_g — постоянная Ридберга, а искомыми являются величины чисел квантов N_{ij} и величины y_{ij} , пропорциональные населенностям уровней:

$$y_i = \frac{n_i}{n_e n^+ C_i}. \quad (6)$$

Заметим, что x и y_{ij} есть размерные величины.

В рамках нашей постановки задачи множители перед z в (5) и параметр $n_e n^+ C_i$ одинаковы для всех линий внутри одной зоны. В самом деле, при доплеровском расширении $\Delta y_{ij} \sim v_{ij}$, а зависимостью вероятности рекомбинации от номера уровня внутри одной зоны мы пренебрегаем. Разумеется, при переходе от одной зоны к другой параметр x может несколько меняться.

Прежде чем приводить результаты вычислений заметим, что величина x будет не слишком малой только у плотных туманностей ($n_e \approx 10^3$ — 10^6 см⁻³) не слишком малого размера ($\sim 10^{15}$ — 10^{16} см). По-видимому, у реальных туманностей типа туманности в Орионе, W 43 и т. п. величина x порядка 10^{-2} — 10^{-3} сек⁻¹. Между тем, как мы увидим ниже, эффекты индуцированного излучения и, в частности, просветление среды становятся заметными при $x \sim 1$ сек⁻¹. Следовательно, излагаемые ниже результаты относятся к наиболее плотным ионизированным туманностям.

Результаты численного решения уравнений (1) и (4) приведены на рис. 1—3 и в табл. 1—4.

На рис. 1 показан рост интенсивности излучения в линии (точнее, чисел квантов в единице фазового объема) по мере увеличения параметра x в случае зоны с $N_1 = 100$ и $N_2 = 110$. Даны значения N_{ij} для линии $i=106$, $j=105$ (линия α), $i=106$, $j=104$ (β); $i=106$, $j=103$ (γ) и т. д. Очевидно, что N_{ij} растет с глубиной, но при $x \gtrsim 1$ сек⁻¹ наступает насыщение. Здесь населенности уровней выравниваются так, что индуцированные переходы компенсируют спонтанные и среда «просветляется» в рассматриваемых линиях. Этот эффект иллюстрирует и рис. 2, где приведены изменения населенностей уровней с глубиной ($N_1 = 100$, $N_2 = 110$).

На рис. 3 изображен график изменения чисел квантов с глубиной для случая, когда на среду падает внешний поток излучения. Сначала имеет место рост интенсивности, затем ее падение и переход к насыщению, соот-

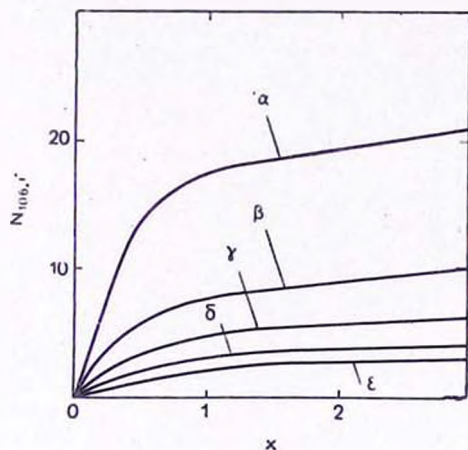


Рис. 1.

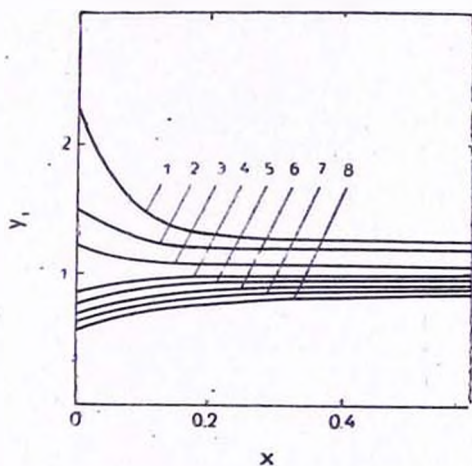


Рис. 2.

ветствующему «просветлению» среды. Это видно из сравнения графиков рис. 1 и 3, показывающих, что относительные интенсивности линий α , β , γ ... одинаковы в состоянии просветления. В том случае, когда на среду падает внешний поток излучения, просветление происходит на больших глубинах.

Аналогичные графики были получены и для других зон, 60—70, 100—110, 140—150, 200—210, 600—610.

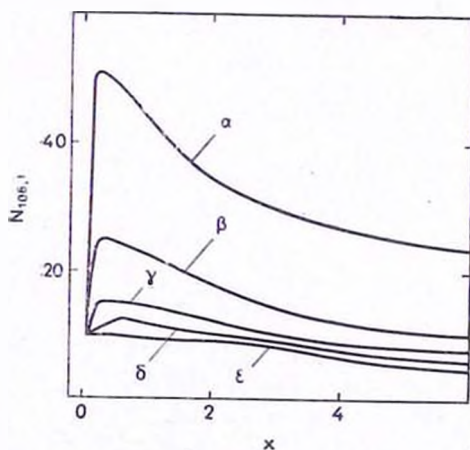


Рис. 3.

Оказалось, что состояние просветления с примерно одинаковым декрементом, т. е. отношением чисел квантов, имеет место для всех зон. Правда, состояние насыщения достигается в разных зонах на разных глубинах.

Таблица 1
ЧИСЛО КВАНТОВ В ЛИНИИ ЗОНЫ $N_1 = 60$, $N_2 = 70$

$x=4$	$i, i-1$	1.3	2.2	2.9	3.7	4.5	4.9	5.0	5.0	5.3	4.0	100
	$i, i-2$	0.65	1.0	1.4	1.8	2.1	2.2	2.3	2.3		1.8	45
	$i, i-3$	0.42	0.67	0.92	1.1	1.3	1.35	1.4			1.06	26.5
	$i, i-4$	0.30	0.48	0.65	0.78	0.85	0.90				0.69	17.2
	$i, i-5$	0.23	0.36	0.47	0.54	0.59					0.45	11.2
$x=25$	$i, i-1$	1.3	2.35	3.5	4.85	6.34	7.96	9.6	10.9	11.6	6.5	100
	$i, i-2$	0.66	1.3	1.8	2.5	3.5	4.4	4.8	5.4		3.05	47
	$i, i-3$	0.45	0.82	1.26	1.75	2.27	2.79	3.2			1.8	27.7
	$i, i-4$	0.34	0.64	0.98	1.36	1.75	2.1				1.18	18.1
	$i, i-5$	0.28	0.55	0.84	1.16	1.4					0.85	13.1

В табл. 1 приведены числа квантов в единице фазового объема линий зоны $N_1=60$, $N_2=70$. В первой строке для случая глубин $x=4$ сек⁻¹ даны N_{ij} для переходов с изменением квантового числа на единицу для всей зоны, т. е. с $i=61$ на $j=60$; с $i=62$ на $j=61$ и т. д. В предпоследнем столбце дано среднее значение по всем парам уровней. При усреднении отбрасыва-

лись крайние значения, связанные с переходами около границ зон. В последнем столбце среднее значение принято за 100. Во второй строке даны величины N_{ij} для переходов с изменением квантового числа на две единицы. В предпоследнем столбце среднее значение этой величины, в последнем — ее отношение к величине N_{ij} в линии λ .

Далее в табл. 1 приведены те же величины, но для большей глубины $x=25$. В зоне $N_1=60$, $N_2=70$ просветление не достигается и при $x=25 \text{ сек}^{-1}$.

Таблица 2
ЧИСЛА КВАНТОВ В ЛИНИЯХ ЗОНЫ $N_1=140$, $N_2=150$

$x=0,1 \cdot 10^{-3}$	$i, i-1$	1.1	1.00	0.95	0.89	0.85	0.80	0.76	0.70	1.00	0.85	100
	$i, i-2$	0.07	0.07	0.06	0.06	0.05	0.05	0.05	0.07		0.06	7
	$i, i-3$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.009	0.009			0.01	1.2
	$i, i-4$	0.004	0.004	0.003	0.003	0.003	0.003				0.003	0.35
	$i, i-5$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001					0.001	0.12
$x=0,5 \cdot 10^{-3}$	$i, i-1$	4.2	3.9	4.1	4.3	4.3	4.3	4.1	3.8	6.9	4.1	100
	$i, i-2$	0.49	0.44	0.42	0.39	0.37	0.35	0.33	0.66		0.38	9.3
	$i, i-3$	0.09	0.08	0.08	0.07	0.07	0.06	0.06			0.07	1.7
	$i, i-4$	0.03	0.02	0.02	0.02	0.2	0.02				0.02	0.48
	$i, i-5$	0.01	0.009	0.008	0.008	0.008					0.008	0.22
$x=10 \cdot 10^{-3}$	$i, i-1$	10.5	7.9	7.5	7.8	8.4	9.1	8.7	11.1	27.1	8.64	100
	$i, i-2$	3.2	2.8	2.7	2.8	2.8	2.7	2.7	5.7		2.75	31.8
	$i, i-3$	0.50	0.83	0.79	0.76	0.73	0.70	0.72			0.76	8.79
	$i, i-4$	0.29	0.27	0.26	0.25	0.23	0.25				0.25	2.9
	$i, i-5$	0.11	0.10	0.10	0.09	0.09					0.10	1.15
насыщение	$i, i-1$	51.5	51.8	52.7	53.8	55.1	56.3	57.6	58.8	59.8	55.2	100
	$i, i-2$	25.6	25.8	26.4	26.9	27.2	28.2	28.8	29.4		27.2	49.2
	$i, i-3$	17.0	17.3	17.6	18.0	18.4	18.8	19.2			18	32.6
	$i, i-4$	12.7	12.9	13.2	13.5	13.8	14.1				13.3	24.2
	$i, i-5$	10.2	10.4	10.6	10.8	11.1					10.6	19.2

Табл. 2 аналогична табл. 1, но здесь приведены данные для зоны $N_1=140$, $N_2=150$. Здесь насыщение достигается при относительно небольшом x . В табл. 3 приведены результаты решения уравнений для зоны $N_1=600$, $N_2=610$.

Остальные зоны ведут себя аналогично, и поэтому в табл. 4 приведены только числа квантов в зонах $N_1=100$, $N_2=110$ и $N_1=200$, $N_2=210$, в состоянии просветления.

Из рассмотрения табл. 1—4 можно сделать следующие выводы. Сразу видно, что абсолютная интенсивность в линиях в пределах одной зоны уровней для линий с одинаковым изменением Δi относительно слабо зависит от i — это следует из малого разброса значений в каждой строке. Такая слабая зависимость сохраняется и при изменении x .

Таблица 3

ЧИСЛА КВАНТОВ В ЛИНИЯХ ЗОНЫ $N_1=600$, $N_2=610$

$x = 0,1 \cdot 10^{-2}$	$i, i-1$	31	31	31	32	32	32	32	32	51	32	100
	$i, i-2$	2.2	2.2	2.3	2.3	2.3	2.3	2.3	3.8		2.3	7.2
	$i, i-3$	0.46	0.46	0.46	0.47	0.47	0.47	0.47			0.465	1.45
	$i, i-4$	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15				0.15	0.46
	$i, i-5$	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06					0.06	0.19
$x = 1 \cdot 10^{-2}$	$i, i-1$	195	196	197	199	200	201	201	201	280	199	100
	$i, i-2$	21	21	21	21	21	21	22	45		21	10.5
	$i, i-3$	4.5	4.5	4.5	4.6	4.6	4.6	4.7			4.55	2.28
	$i, i-4$	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5				1.5	0.75
	$i, i-5$	0.61	0.61	0.61	0.62	0.62					0.615	0.31
$x = 5 \cdot 10^{-2}$	$i, i-1$	295	289	289	290	291	292	289	296	305	291	100
	$i, i-2$	78	78	79	79	80	80	81	129		79	27.1
	$i, i-3$	20	20	21	21	21	21	21			21	7.2
	$i, i-4$	7	7.1	7.1	7.2	7.2	7.2				7.15	2.45
	$i, i-5$	3	3	3	3	3					3	1.03
насыщение	$i, i-1$	300	300	301	302	302	303	303	303	303	302	100
	$i, i-2$	149	150	150	150	151	151	151	152		150	49.9
	$i, i-3$	100	100	100	100	100	101	101			100	33
	$i, i-4$	75	75	75	75	75	75				75	24.8
	$i, i-5$	60	60	60	60	60	60				60	19.8

Далее, из сравнения табл. 1—4 между собой видно, что, хотя числа квантов в линии одного типа (т. е. α , β , ...) заметно меняются при переходе от одной зоны к другой, их отношения, т. е. декремент линий $\alpha: \beta: \gamma \dots$ остается почти одинаковым во всех зонах, по крайней мере, для состояния просветления. Таким образом, во-первых, отсюда следует, что метод расчета по зонам дает хорошую сходимость результатов, а, во-вторых, что декремент линий с большими значениями квантовых чисел в первом приближении слабо зависит от номера линий, но довольно сильно зависит от меры эмиссии туманности. Таким образом, по значению декремента можно судить и о величине x .

Для сравнения с наблюдениями удобнее перейти от чисел квантов к яркостным температурам согласно соотношению

$$T_b = \frac{h\nu_{ij}}{k} N_{ij}, \quad (7)$$

где k — постоянная Больцмана. Используя данные табл. 1—4, можно сразу оценить, что яркостная температура этих линий порядка единиц и десятков градусов, что и согласуется с данными наблюдений.

Таблица 4

ЧИСЛА КВАНТОВ В ЛИНИЯХ ЗОНЫ $N_1=100$, $N_2=110$ И $N_1=200$, $N_2=210$
В СОСТОЯНИИ ПРОСВЕТАЛЕНИЯ

$N_1=100, N_2=110$	$i, i-1$	15.5	16.3	18.4	20.6	21.1	21.6	25.2	28.9	23.2	21.7	100
	$i, i-2$	7.7	8.4	9.5	10.2	10.4	11.4	13.2	12.6		10.5	48.4
	$i, i-3$	5.2	5.8	6.3	6.7	7.1	7.9	8.2			6.7	31.1
	$i, i-4$	4.0	4.4	4.7	5.1	5.6	5.7				4.9	22.8
	$i, i-5$	3.5	3.5	3.8	4.2	4.3					3.9	17.6
$N_1=200, N_2=210$	$i, i-1$	92.8	94.2	95.1	95.8	96.5	97.2	97.8	98.1	97.0	96.2	100
	$i, i-2$	46.5	47	47.5	47.8	48.1	48.4	48.7	48.7		47.8	49.6
	$i, i-3$	31	31.3	31.6	31.8	32	32.2	32.3			31.7	32.9
	$i, i-4$	23.2	23.4	23.6	23.8	23.9	24				23.6	24.5
	$i, i-5$	18.5	18.7	18.8	19.0	19.1					18.8	19.5

Обычно из радиоастрономических наблюдений находят величины

$$q = \frac{\Delta\nu T_b}{T_c}, \quad (8)$$

где T_c — яркостная температура в непрерывном спектре около линий. Если предположить, что

$$T_c \sim \nu^{-2} \quad (9)$$

и что $\Delta\nu \sim \nu$, то из определений (8)—(9) следует для отношения величин q для двух линий

$$\frac{q_{ij}}{q_{ik}} = \left(\frac{\nu_{ij}}{\nu_{ik}} \right)^{2-2} \frac{N_{ij}}{N_{ik}}, \quad (10)$$

Декрементом линий с большими квантовыми числами можно назвать либо отношение чисел квантов, т. е. величину N_{ij}/N_{i-1} , данную в табл. 1—4, либо отношения интенсивностей линий, пропорциональных ве-

	M 17	M 16	W 51	W 43	О р и о н			
	$t=158$	$t=158$	$t=158$	$t=158$	$t=156$	$t=157$	$t=158$	$t=172$
α	5.18 ± 0.5 2.4 ± 0.8 3.83 ± 1	4.81 ± 2.1	1.26 ± 0.6	5.0 ± 1.4	2.25 ± 0.19 2.10 ± 0.26	2.84 ± 0.19	2.39 ± 0.19 2.42 ± 1	1.32 ± 0.19
β	2.29 ± 0.8						1.26 ± 0.2	
γ	2.75 ± 0.25	5.84 ± 1.6	1.42 ± 0.4	3.17 ± 0.6	1.33 ± 0.4	1.73 ± 0.21	2.17 ± 0.2	
δ								1.15 ± 0.3

Из данных табл. 5 следует, что в силу лучшей контрастности в некоторых случаях удобнее, может быть, наблюдать линии с большим изменением главных квантовых чисел. Случаю сильного просветления соответствует рост q_{ij} с увеличением разности квантовых чисел $q_2 < q_3 < q_1 \dots$

В табл. 6 приведены данные наблюдения величин q для ряда линий в туманностях Орион, M 16, M 17, W 43, W 51. Эти данные взяты из сводок, опубликованных в [1, 9, 10]. Отобраны только те случаи, когда наблюдаются не менее двух линий с одного верхнего уровня. Надо иметь в виду, что здесь разные линии с одного уровня даже в пределах одной туманности наблюдались на различных телескопах. Ошибки измерений также велики, и поэтому пока можно судить лишь качественно о характере декрементов. Видно, что величины q_2 , q_3 и q_1 сравнимы между собой. Правда, чаще $q_2 > q_1$, но есть и обратные отношения. Впрочем, случай существенного просветления нигде не наблюдается. Как уже отмечалось, и это следует из сравнения таблиц 5 и 6, у реальных туманностей $x \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{сек}^{-1}$.

Горьковский государственный
университет

DECREMENT OF RADIOLINE SERIES WITH HIGH QUANTUM NUMBERS

S. A. KAPLAN, V. V. KUOLINICH

A method of numerical simultaneous solution of the transfer equation and equations of balance for atom levels with high but close to each other quantum numbers is proposed.

The whole system of levels is divided into separate zones, consisting of a small number of levels. Then, the decrement is calculated inside of each zone. The convergency of this method is good because the calculated decrements in each zone for the transparent case are nearly the same.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Hjellming, M. A. Gordon, Ap. J., 164, 47, 1971.
2. Н. С. Кардашев, Астрон. ж., 36, 5, 1959.
3. T. J. Sejnowski, R. M. Hjellming, Ap. J., 156, 915, 1969.
4. A. K. Dupree, Ap. J., 173, 293, 1972.
5. M. Brocklehurst, M. N., 148, 417, 1970.
6. L. Goldberg, Ap. J., 144, 1225, 1966.
7. H. E. Goldwive, Ap. J., Suppl. ser., 17, 445, 1968.
8. С. А. Каплан, В. В. Кулинич, Астрофизика, 11, 421, 1975.
9. R. M. Hjellming, E. Churcwell, Astrophys. Lett., 4, 165, 1969.
10. R. M. Hjellming, R. D. Davies, Astron. Astrophys., 5, 53, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ ДЛЯ АККРЕЦИИ СО СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ С УЧЕТОМ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Я. М. КАЖДАН, А. Е. ЛУЦКИН

Поступила 22 июля 1976

Пересмотрена 1 июля 1977

В работе получено автомодельное нестационарное решение задачи о сферической аккреции в гравитирующем поле точечной массы. На бесконечности n в центре заданы постоянные конечные потоки масс $-A_{\infty}$ и $-A_0$, причем $-A_{\infty} > -A_0$. Учитывается градиент давления во всем пространстве. Соответствующее решение найдено для значения показателя адиабаты $\gamma = 5/3$.

Автомодельные решения с нестационарным потоком аккреции газа в гравитационном поле точечной массы представляют существенный интерес, поскольку они дают возможность строить астрофизические модели, более близкие к реальным условиям, когда изменяется, например, плотность межзвездного газа [1].

Существует несколько работ, где строятся соответствующие автомодельные решения при различных предположениях [2—4]. Общим для этих работ является предположение, что газ перед фронтом ударной волны находится в состоянии свободного падения, т. е. пренебрегается вкладом, вносимым в течение градиентом давления перед волной.

Между тем, в автомодельном движении, построенном в настоящей работе, где учитывается градиент давления перед волной, он оказался того же порядка, что и ускорение при свободном падении:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \sim \frac{GM}{r^2}.$$

В работах [3, 4] строятся соответствующие автомодельные решения со сферической симметрией, с заданным распределением плотности на бесконечности $\rho \sim r^{-m}$, в режиме свободного падения перед фронтом удар-

ной волны, причем поток аккреции A ($A = r^2 u \rho$) на бесконечности $A_\infty \sim r^{3/2-\alpha}$, а в центре $A_0 \sim t^{1-2/3\alpha}$, где t — время, отсчитываемое от момента выхода из гравитирующего центра ударной волны.

В предлагаемой работе находится автомодельное решение для сферической аккреции в гравитационном поле точечной массы M , расположенной в начале координат, с отличным от нуля градиентом давления во всем пространстве, включая область перед фронтом ударной волны с заданными конечными постоянными значениями потоков масс как на бесконечности, так и в гравитирующем центре A_∞ и A_0 , причем $A_\infty/A_0 = n > 1$.

Соответствующее течение описывается газодинамической системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u \rho)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} &= 0, \\ \frac{\partial (p \rho^{-\alpha})}{\partial t} + u \frac{\partial (p \rho^{-\alpha})}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и уравнением состояния

$$p \rho^{-\alpha} = S. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, p — давление, r — расстояние от начала координат, t — время, отсчитываемое от момента выхода из центра ударной волны, G — гравитационная постоянная, M — сосредоточенная в начале координат гравитирующая масса, S — энтропийная величина.

Поток, идущий из бесконечности, предполагается стационарным. Одномерное стационарное течение всегда изэнтропично. Поэтому для идущего из бесконечности потока имеем

$$S = S_\infty = \text{const}. \quad (3)$$

Поскольку в настоящей работе рассматриваются автомодельные решения, то газодинамические функции для стационарного потока представляются в виде некоторых степеней r . Если давление отлично от нуля, то, как следует из системы (1), это возможно лишь при значении показателя $\alpha = 5/3$. Все дальнейшее исследование будет проведено для этого значения α .

Газодинамические величины, соответствующие стационарному течению, выглядят следующим образом:

$$\rho = \rho_0 r^{-3/2}, \quad p = p_0 r^{-5/2}, \quad u = u_0 r^{-1/2}. \quad (4)$$

Постоянные ρ_0 , p_0 , u_0 определяются значениями потока A_∞ , энтропии S_∞ и соотношением, следующим из уравнения движения.

В частности, стационарный поток, идущий из бесконечности, определяется следующими формулами:

$$\begin{aligned}\rho &= -\frac{A_\infty}{\sqrt{GM}} Cr^{-3/2}, \\ p &= -\frac{2}{5} A_\infty \sqrt{GM} C \left(1 - \frac{1}{2C^2}\right) r^{-5/2}, \\ u &= -\frac{1}{C} \sqrt{GM} r^{-1/2},\end{aligned}\quad (5)$$

параметр C определяет число Маха потока.

При заданных значениях A_∞ , S_∞ величина C является корнем уравнения:

$$\frac{2}{5} C^{-2/3} \left(1 - \frac{1}{2C^2}\right) = (-A_\infty)^{2/3} S_\infty. \quad (6)$$

В автомодельном течении все газодинамические функции могут быть представлены в виде произведения размерных величин на безразмерные функции от безразмерной переменной:

$$u = \frac{r}{t} U(\eta); \quad \rho = -\frac{A_0 t}{r^3} R(\eta); \quad p = -\frac{A_0}{rt} P(\eta), \quad (7)$$

где $\eta = Lr^k/t$; A_0 — поток в центре.

Из этого представления следует, что

$$u = \frac{1}{L} r^{1-k} U(\eta); \quad \rho = -A_0 L r^{k-3} \frac{R(\eta)}{\eta}; \quad p = -\frac{A_0}{L} r^{-(k+1)} P(\eta) \eta. \quad (8)$$

Поскольку в области стационарного течения газодинамические функции не зависят от t и, следовательно, от η , то из сравнения (5) и (8) следует, что $k = 3/2$. Итак, безразмерная величина η может быть представлена в следующем виде:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{GM}} \frac{r^{3/2}}{t}. \quad (9)$$

В силу различия потоков в центре A_0 и на бесконечности A_∞ область течения должна разделяться на две части сферической ударной волной. Вследствие автомодельности фронт ударной волны должен совпадать с линией

$$\eta = \eta_s = \text{const.}$$

При этом течение за фронтом во внутренней области не может быть стационарным, ибо из условий на ударной волне следовало бы, что отношение плотностей перед фронтом и за фронтом равнялось бы отношению потоков, т. е. было бы больше единицы, что невозможно. Следовательно, течение за фронтом должно быть нестационарным. Это течение может быть определено путем интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} R'\tau_i - \frac{3}{2}(UR)'\tau_i - R &= 0, \\ \left(\frac{3}{2}U - 1\right)U'\tau_i + \frac{3}{2}\frac{P'}{R}\tau_i + U^2 - U - \frac{P}{R} + \frac{1}{\tau_i^2} &= 0, \\ \left(1 - \frac{3}{2}U\right)\left[(PR^{-5/3})'\tau_i + \frac{8}{3}(PR^{-5/3})\right] &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

которая получается в результате подстановки функций (7) в систему (1).

Искомое решение должно удовлетворять условиям на фронте ударной волны и условию

$$\begin{aligned} (RU) &\rightarrow -1, \\ \tau_i &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Последнее означает, что поток в центре должен равняться A_0 . Система (10) имеет первый интеграл

$$PR^{-5/3} = B\tau_i^{-8/3}, \quad B = \text{const.} \quad (12)$$

Интеграл (12) позволяет свести систему (10) к системе двух уравнений относительно функций $U(\tau_i), f(\tau_i)$:

$$\begin{aligned} fU'\tau_i - \left(1 - \frac{3}{2}U\right)f'\tau_i + 2f(2U - 1) &= 0, \\ \left(1 - \frac{3}{2}U\right)U'\tau_i - \frac{9}{4}f'\tau_i + U(1 - U) - 3f - \frac{1}{\tau_i^2} &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$f = \frac{5}{3} \frac{P}{R}. \quad (14)$$

Асимптотика решений системы (13) при $\tau_i \rightarrow 0$ (т. е. в окрестности центра) имеет вид:

$$\begin{aligned}
 U &\approx -K\eta^{-1} + D\eta^{-1.3} + \dots \\
 t &\approx \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2} K^2\right) \eta^{-2} + G\eta^{-4/3} + \dots
 \end{aligned}
 \quad (15)$$

Формулы (15) показывают, что, хотя течение за фронтом не является стационарным, но стационарное решение дает главный член асимптотики при $\eta \rightarrow 0$.

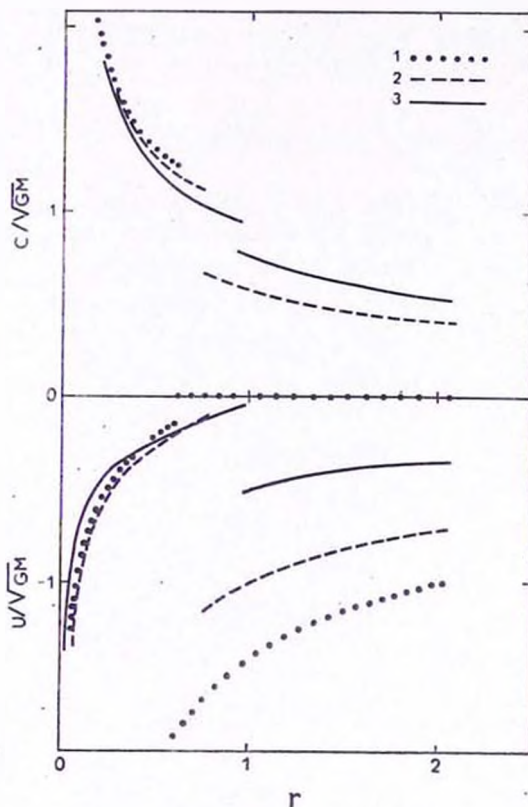


Рис. 1.

Очевидно, что условие (11) выполняется при любом значении K . Постоянная B в интеграле (12) определяется формулами (15):

$$B = \frac{2}{5} K^{2/3} \left(1 - \frac{1}{2} K^2\right). \quad (16)$$

Условия на фронте ударной волны, идущей по стационарному потоку (5), в силу представления (7), интеграла (12), соотношения (16) и замены (14) могут быть записаны в следующей форме:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{2}{3} - U(\eta_s)\right) \left[\frac{2}{5} \left(1 - \frac{1}{2C^2}\right) \eta_s^{-2} + \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{C\eta_s}\right) \left(U(\eta_s) + \frac{1}{C\eta_s}\right) \right] = \\
= \frac{3}{5} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{C\eta_s}\right) f(\eta_s), \\
K^{-2/3} f(\eta_s) \left[\frac{2}{3} - U(\eta_s) \right]^{2/3} = \frac{2}{3} (nC)^{2/3} \left(1 - \frac{1}{2}K^2\right) \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{C\eta_s}\right)^{2/3} \eta_s^{-2} \quad (17) \\
\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{C\eta_s}\right) f(\eta_s) \left[\frac{3}{C\eta_s} - 6 + 12U(\eta_s) \right] + \\
+ \eta_s^{-2} \left(\frac{2}{3} - U(\eta_s)\right) \left(1 - \frac{1}{2C^2}\right) \left[4 + \frac{8}{C\eta_s} + 2U(\eta_s) \right] = 0.
\end{aligned}$$

Величина C известна, коль скоро заданы энтропия и поток в стационарном течении перед фронтом. Величины K , η_s подлежат определению. Величина K должна быть такой, чтобы решение системы (13) с начальными данными η_s , $U(\eta_s)$, $f(\eta_s)$, удовлетворяющими соотношениям (17), имело асимптотику (15) с этим значением K при $\eta \rightarrow 0$. При этом, поскольку $f(\eta) > 0$ и энтропия при переходе через ударную волну возрастает, необходимо выполнение следующих неравенств:

$$K < \sqrt{2}; \quad K^{2/3} \left(1 - \frac{1}{2}K^2\right) > (nC)^{-2/3} \left(1 - \frac{1}{2C^2}\right). \quad (18)$$

Перечисленные условия позволяют по заданным значениям n , C однозначно определить величины K , η_s .

Величины K , η_s и соответствующее течение за фронтом были рассчитаны для следующих вариантов:

1. $C = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $n = 2$, $K = 0.3183$, $\eta_s = 0.47569$,
2. $C = 1$, $n = 2$, $K = 0.3285$, $\eta_s = 0.64653$,
3. $C = 2$, $n = 2$, $K = 0.2257$, $\eta_s = 0.95120$.

Первый вариант отвечает стационарному течению перед фронтом с нулевым давлением. Этот вариант соответствует решению, построенному в работе [4] для $\omega = 3/2$.

Второй вариант отвечает стационарному сверхзвуковому течению перед фронтом с переменным давлением.

Третий вариант соответствует дозвуковому стационарному течению перед фронтом. Для этих вариантов приведены графики распределения скорости звука и скорости течения на момент времени $t = 1/\sqrt{GM}$.

Авторы признательны А. В. Забродину за постановку задачи, Я. Б. Зельдовичу, К. И. Бабенко, А. Г. Дорошкевичу, В. С. Имшеннику, Д. К. Надежину за обсуждение результатов, М. С. Гавреевой—за оформление работы.

Институт прикладной математики
АН СССР

SELSIMILAR FLOW FOR ACCRETION WITH A SPHERICAL SYMMETRY TAKING ACCOUNT THE PRESSURE GRADIENT

Ya. M. KAZHDAN, A. Ye. LUTSKY

A selfsimilar time-dependent solution of the problems on spherical accretion in the gravitating field of a point mass is obtained. The constant finite mass fluxes $-A_\infty$ and $-A_0$ are given at infinity and in the centre, and moreover $-A_\infty > -A_0$.

The pressure gradient is taken into account in the whole space. The correspondent solution is found for the value of adiabate exponent $\kappa = 5/3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд. Наука, М., 1971.
2. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 16, 393, 1972.
3. S. Sakashita, Astrophys. Space Sci., 26, 183, 1974.
4. S. Sakashita, M. Yokozawa, Astrophys. Space Sci., 31, 251, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК И РАДИОИСТОЧНИКОВ

Ниже приведены результаты поиска взаимной корреляции распределения компактных групп компактных галактик (КГКГ) и источников космического радиоизлучения. В окрестностях 225 групп галактик из списков в [1—5] мы искали радиисточники, которые зарегистрированы в каталогах [6—9]. Последние содержат 28 000 радиисточников, имеющих потоки ≥ 0.1 янски (единиц потока). Эти каталоги составлены для области неба, занимающей 35 000 кв. градусов. Из указанного числа радиисточников приблизительно половину можно считать независимыми объектами. Следовательно, в среднем на каждом 2.5 кв. градусе области неба находится один радиисточник, имеющий поток излучения ≥ 0.1 янски.

Чтобы проверить, как часто радиисточники попадают в области КГКГ, мы выполняли следующие несложные статистические подсчеты. Вокруг центров всех 225 КГКГ брали последовательные квадраты со сторонами $2 \times 2'$, $2 \times 4'$, $8 \times 8'$, $20 \times 20'$, $40 \times 40'$, $1 \times 1^\circ$, $1.5 \times 1.5^\circ$ и $2 \times 2^\circ$ и подсчитали число источников, находящихся в областях неба, охваченных этими квадратами. Результаты этих подсчетов приведены в табл. 1. В первом ее столбце приведены величины сторон квадратов в угловых минутах, во втором — суммарная область для всех 225 КГКГ в квадратных градусах, в третьем — общее число ожидаемых источников в этой области (N_0) при их случайном и независимом от КГКГ распределении по небу, в четвертом — число реально находящихся в этой области источников (N_p) и, наконец, в последнем столбце таблицы приведены величины отношений N_p/N_0 .

Как показывают данные табл. 1, в квадратах с малыми угловыми размерами число реально имеющих радиисточников намного превышает

число ожидаемых радиисточников. Причем, чем меньше стороны квадрата, тем больше отношение N_p/N_0 . Если квадрат с размерами $4 \times 4'$ принять за характерную величину угловых размеров КГКГ, то реально наблюдаемое число радиисточников в областях КГКГ в 20 раз превышает ожидаемое число, а в центральных их областях ($2 \times 2'$) в 40 раз. Маловероятно, чтобы такое отношение было обусловлено случайным проектированием радиисточников в области КГКГ.

Таблица 1

Размеры (в угловых минутах)	Суммарная область (в кв. граду- сах)	Число радиисточников		Отноше- ние
		ожидаемое (N_0)	реальное (N_p)	
2×2	0.25	0.1	4	40
4×4	1	0.4	8	20
8×8	4	1.6	20	12.5
20×20	25	10	74	7.4
40×40	100	40	225	5.6
60×60	225	90	587	6.5
90×90	504	202	1048	5.2
120×120	900	360	1990	5.6

Заслуживает внимания и тот факт, что даже в пределах области $2 \times 2'$ вокруг центра КГКГ (несмотря на увеличение площади в девятьсот раз) средняя плотность радиисточников более чем в 5 раз превышает среднюю плотность радиисточников общего поля. Это, вероятно, обусловлено тем, что радиисточники в большинстве случаев физически связаны с галактиками, которые группируются в скопления [10]. С другой стороны, сами КГКГ в большинстве случаев находятся в скоплениях галактик или богатых галактиками областях. Определенный интерес представляет именно то обстоятельство, что в такой сложной системе скоплений галактик и компактных групп компактных галактик большое число радиисточников попадает в область последних. Если допустить, что радиисточники физически связаны только со скоплениями галактик, а не с самими КГКГ, тогда для отношения N_p/N_0 мы получили бы одинаковые значения для всех выбранных квадратов (по крайней мере, для всех тех квадратов, стороны которых не превышают $60'$), поскольку размеры скопления галактик намного больше размеров КГКГ. В действительности это не имеет места. Плотность радиисточников в областях КГКГ явно больше по сравнению со средней плотностью окружающей области.

Приведенные соображения говорят в пользу того, что маловероятно, чтобы наблюдаемый избыток числа радиисточников в областях компакг-

ных групп компактных галактик был результатом случайного проектирования. Скорее всего, он является результатом их физической связи.

Более того, считается возможным, что компактные группы Шахбазян могут быть ядрами отдельных скоплений (которые ответственны за радиоизлучение), а вокруг ядер на большое расстояние простираются значительно более слабые галактики.

On Distribution of Compact Groups of Compact Galaxies and Radiosources. It is shown that the density of radiosources in the regions of compact groups of compact galaxies are evidently higher in comparison with the mean density of the surrounding region.

10 июня 1977

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. А. САНАМЯН,
Э. А. АРУТЮНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Шахбазян. Астрофизика, 9, 495, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян. Астрофизика, 10, 13, 1974.
3. Ф. Б. Байер и др., Астрофизика, 10, 327, 1974.
4. М. Б. Петросян. Астрофизика, 10, 171, 1974.
5. Ф. Б. Байер, Г. Тириш, Астрофизика, 11, 221, 1975.
6. R. S. Dixon, Ap. J., Suppl ser., 20, No. 180, 1970.
7. J. D. Kraus, A. J., 76, 103, 1971.
8. R. K. Brundage et al., A. J., 75, 777, 1971.
9. J. R. Ehman et al., A. J., 79, 144, 1974.
10. Г. М. Товмасын, Р. К. Шахбазян, Изв. АН Арм. ССР, 14, № 5, 1961.

К ВОПРОСУ О ВИДЕ ФУНКЦИИ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Недавно В. А. Марсаков и А. А. Сучков [1] отметили, что в частотном распределении шаровых скоплений по металличности, построенном по данным каталога [2], кроме главного максимума имеются еще два пика. Отсюда сделан вывод о существовании трех фаз в металлизации Галактики.

Распределение скоплений по металличности и аппроксимирующая его кривая из [1] воспроизведены на рис. 1. Привлекает внимание масштаб по обеим осям: рассмотрено всего 90 скоплений, которые разделены на 23 разряда по значениям параметра $[Z]$. Флуктуации, возникающие при таком разделении, могут исказить реальную картину. Так, существование второго и третьего пиков в значительной степени определяется пробелом между ни-

ми, в котором «недостает» всего нескольких скоплений. Если число разрядов уменьшить, например, до шести, то вторичных пиков не будет вовсе. В связи с этим возникает вопрос о статистической значимости этих пиков.

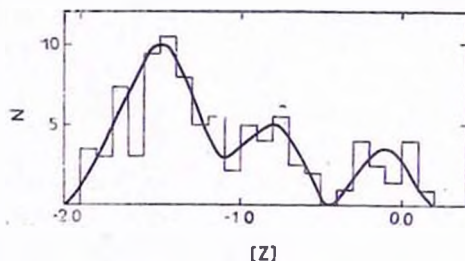


Рис. 1. Частотное распределение шаровых скоплений по металличности из работы [1]

На рис. 2 показано то же распределение, только уже с 12 разрядами. Как видно, общая форма распределения и пики сохранились. Просмотр эмпирических кривых [3] показал видимое сходство распределения с кривой $y = ax^be^{cx}$. Обозначив $x = [z] + 2.1$; $y = N$, находим, что при значениях параметров $\lg a = 2.15$; $b = 1.57$; $c = -2.5$ кривая имеет вид, показанный на рис. 2. Видно, что в общих чертах она представляет данные о скоплениях,

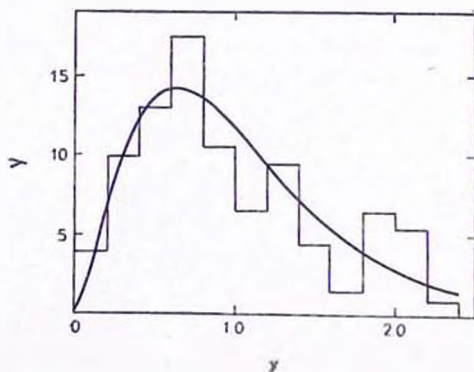


Рис. 2. То же распределение с 12 разрядами.

нанесенные на рисунок. Площадь под ломаной и под кривой практически равны, то есть условие нормировки можно считать выполненным. Для проверки пригодности этой кривой применим критерий χ^2 . Если формально подсчитать χ^2 по всем 12 разрядам, то искомая вероятность $p \approx 0.3$ (вероятность того, что за счет чисто случайных причин, связанных с ограниченностью выборки, расхождение между частотным распределением и аппроксимирующей его кривой могло быть еще больше, чем наблюдаемое). Если же,

в соответствии с рекомендацией учебника [4], объединить некоторые разряды так, чтобы в каждый попадало не менее 5 наблюдений, то значение p возрастает до 0.8 (это значение получено при объединении четырех разрядов справа в два по два).

Таким образом, гипотеза о том, что функция металличности в действительности одновершинная, является правдоподобной, или во всяком случае, не противоречит наблюдательным данным.

On the Metallicity Function of Globular Clusters. The question on the statistical significance of secondary peaks which Marsakov and Suchkov [1] have noted in the metallicity function of globular clusters is raised.

The hypothesis of the existence of only one top of this function is plausible.

23 ноября 1976

А. М. ЭНГЕНСОН

Астрономическая обсерватория
Львовского университета

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Марсаков, А. А. Сичков, Письма АЖ, 2, 381, 1976.
2. Б. В. Кукаркин, Каталог шаровых звездных скоплений нашей Галактики, М., 1974.
3. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, Справочник по математике, М., 1957.
4. Е. С. Вентцель, Теория вероятностей, М., 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

РЕЦЕНЗИИ

М. Н. Оцисик. Сложный теплообмен, 616 стр., „Мир“, М., 1976.

(перевод с английского: M. N. Özisik, Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection, J. Wiley, New York, 1973).

Появление в журнале «Астрофизика» рецензии на книгу со столь явно неастрономическим названием может показаться неожиданным. Объяснение состоит в том, что, как сказано на второй странице обложки каждого номера нашего журнала, он посвящен не только астрофизике, но и сопредельным с ней областям науки.

Центральная тема книги Оцисика — теория лучистого переноса тепла. Из четырнадцати глав ей посвящено девять, еще в трех рассматривается совместный учет конвекции, теплопроводности и излучения (т. е. собственно сложный теплообмен), наконец, две последние главы отведены проблемам учета излучения в гидродинамических задачах. Лучистый теплообмен играет важную, а чаще всего даже доминирующую роль в астрофизических ситуациях, и поэтому рецензируемая книга имеет прямое отношение к тематике журнала.

Первая глава содержит определение и обсуждение основных понятий теории переноса излучения, таких, как интенсивность, параметры Стокса, излучение абсолютно черного тела, коэффициенты поглощения и излучения и т. п. Для астрофизиков эта глава может быть полезна как своеобразный словарь для перевода терминологии, используемой в теплотехнической литературе, на привычный им язык. В шести последующих главах рассматриваются радиационные свойства материалов и теплообмен в прозрачных средах. Они далеки от интересов астрофизика, и их мы обсуждать не будем, ограничившись одним замечанием. Ряд рассматриваемых в этих главах модельных задач сводится к уравнениям, родственными математически интегральным уравнениям теории переноса излучения. Они имеют симметрич-

ные разностные ядра (правда, не являющиеся суперпозициями экспонент).

Уравнение переноса излучения вводится в главе VIII. Подробно разбираются случаи плоской, цилиндрической и сферической симметрии, рассматривается интегральная форма уравнения переноса при различных условиях отражения от границ. После этого обсуждается вид уравнений, описывающих состояние лучистого равновесия в серой и некоторых модельных несерых ЛТР-средах (типа частотола Чандрасекара, например). Здесь есть очевидное досадное упущение: предельный случай серого полупространства с ЛТР без источников (задача Милна) — этот основной стандарт теории лучистого переноса тепла — ни в этой, ни в последующих главах даже не упоминается, хотя многие родственные ей, но более сложные задачи разбираются очень подробно.

В главе IX речь идет о приближенных методах решения уравнения переноса излучения. С разной степенью детальности разбираются следующие вопросы: приближение оптически тонкого слоя, диффузионное (росселандово) приближение, приближения Эддингтона и Шустера—Шварцшильда, замена ядра суммой экспонент, методы сферических гармоник и моментов. Вариационные методы, метод дискретных ординат и метод Монте-Карло не обсуждаются. Ничего не говорится также о принципах инвариантности и вероятностной трактовке проблем переноса излучения.

Глава X посвящена решению уравнения переноса излучения методом разложения по собственным функциям Кейза. Основное внимание уделяется аппаратной стороне, а не строгим доказательствам. По-видимому, впервые на русском языке метод Кейза изложен так, что он выступает как готовое средство для практического решения широкого круга задач теории переноса, а не как сравнительно тонкая математическая теория.

Глава XI «Теплообмен излучением в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах» является чем-то вроде задачника с решениями или, если угодно, справочника, содержащего подробно разобранные решения довольно большого числа модельных задач: серый плоский слой без внутренних источников тепла, находящийся между двумя неодинаково нагретыми пластинами, слой с равномерно распределенными внутренними источниками и т. д.

Глава XII посвящена совместному учету теплопроводности и излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах — ситуация, с которой в астрофизике иметь дела не приходится. Специалист по теории переноса, однако, с интересом ознакомится с применением методов его теории к возникающим здесь довольно сложным нелинейным задачам. Наконец, две последние главы рассматривают некоторые модельные задачи радиационной гидродинамики. В главе XIII обсуждается влияние теплового излучения на перенос тепла и распределение температуры в пограничном слое, образующемся при течении излучающей, поглощающей и рассеивающей

щей жидкости. В последней, XIV главе, рассматриваются такие вопросы: как течение Куэтта с учетом излучения, полностью развитое ламинарное течение поглощающей и излучающей серой несжимаемой жидкости между двумя бесконечными параллельными пластинами и др.

Уровень изложения находится где-то посередине между уровнем университетского курса и монографией. Книга написана очень систематично и обладает несомненными педагогическими достоинствами. Это становится особенно ясно, если сравнить ее с двумя другими недавно переведенными на русский язык книгами, посвященными тому же кругу вопросов (Э. М. Спэрроу, Р. Д. Сесс, Теплообмен излучением, «Энергия», Ленинград, 1971 и Р. Зигель и Дж. Хауэлл, Теплообмен излучением, «Мир», М., 1975).

Несомненно, что рецензируемая книга найдет своего читателя— астрофизика. Особенно полезной она будет аспирантам, знакомящимся с теорией переноса излучения.

В. В. ИВАНОВ

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ОБЗОРЫ

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

Р. Е. ГЕРШБЕРГ

Приводится обзор различных аспектов вспышечной активности красных карликовых звезд. Он состоит из трех разделов: вспышки, активность вне вспышек, интерпретация наблюдений вспышек и физическая модель вспышечной активности.

Вспыхивающие звезды (в. з.) типа UV Кита — это наиболее многочисленный тип переменных в окрестностях Солнца: из 33 звезд, находящихся на расстоянии не более 4 пс от нас, по крайней мере 13 относятся к типу UV Кита. По-видимому, эти карликовые звезды поздних спектральных классов К и М составляют самый многочисленный тип переменных звезд Галактики.

В. з. были открыты Герцшпрунгом в 1924 г. и в конце 40-х годов было начато их систематическое изучение. История открытия и исследования этих объектов до конца 1969 г. подробно изложена в монографии [1], некоторые результаты двух последующих лет приведены в книге [2]. Однако за последние 5—6 лет объем фотометрических данных по этим объектам возрос на порядок величины, в 2—3 раза увеличилось количество спектральных и радионаблюдений, было открыто рентгеновское излучение вспышек, обнаружено тесное родство вспыхивающих и «пятнистых» звезд, выявлены общие свойства активности в. з. поля в окрестностях Солнца и в звездных скоплениях. Анализ всех этих данных позволяет существенно продвинуться от первоначальной чисто феноменологической картины вспышек к физической модели вспышечной активности звезд поздних спектральных классов в целом, к пониманию роли этой активности в эволюции звезд и места в. з. среди переменных разных типов.

1. *Вспышки.* Определяющая характеристика переменных типа UV Кита — это вспышечная активность: неперiodические и резкие повышения яркости, спектральный состав излучения которых существенно отличается от спектра излучения звезды в спокойном состоянии. Основные свойства этих вспышек таковы.

1.1. *Фотометрия (кривые блеска, цвет, временное распределение и распределение по энергиям).* Кривые блеска вспышек звезд типа UV Кита асимметричны: быстрый всплеск яркости сменяется более плавным затуханием. Обычно возгорание вспышки длится от нескольких секунд до нескольких десятков секунд и восходящая ветвь кривой блеска имеет монотонный вид; однако наблюдаются и очень быстрое возгорание, когда фотометр с постоянной времени 1 сек регистрирует чисто инструментальный «мгновенный» подъем, и медленные вспышки, у которых максимум блеска достигается за время более 10 мин. Подавляющее большинство вспышек имеет узкий и острый максимум, но у 10—15% вспышек вблизи максимума происходят быстрые неправильные колебания блеска. Нисходящая ветвь кривой блеска вспышки, как правило, состоит из двух частей: фазы начального быстрого спада, скорость которого по абсолютной величине лишь в $1.5 \div 3$ раза меньше скорости подъема к максимуму, и фазы медленного затухания, при котором блеск звезды очень плавно приближается к уровню спокойного состояния звезды. Переход от быстрого спада к медленному затуханию имеет место на уровне 0.3—0.4 максимального блеска вспышки. Кроме того, на нисходящей ветви кривой блеска вспышки часто обнаруживаются вторичные всплески. Характерное время полного угасания вспышки — от нескольких до $20 \div 30$ минут, самая мощная из вспышек типа UV Кита, зарегистрированных в ходе фотоэлектрического патрулирования блеска звезды, — вспышка YZ CMi 19.1.69 — длилась более 4 часов [3], вспышка EV Lac 3.8.75 продолжалась более 3 часов [4].

Несмотря на ряд общих свойств кривых блеска вспышек, трудно найти две вспышки с идентичными кривыми блеска, особенно если наблюдения ведутся с хорошим временным разрешением. При наблюдениях с малым уровнем шумов иногда перед резким подъемом к максимуму обнаруживаются небольшие предвспышки: плавные повышения яркости в течение времени порядка минуты до $1/5 \div 1/3$ амплитуды предстоящей вспышки. Наконец, существуют достоверные данные о нескольких случаях небольшого понижения блеска звезды ниже его нормального уровня непосредственно перед подъемом к максимуму.

На одной и той же звезде типа UV Кита происходят вспышки весьма разные по амплитуде и длительности и с различными кривыми блеска. Диапазон полного излучения (в полосе В) вспышек, зарегистрированных на различных звездах, простирается от 10^{27} до 3×10^{34} эрг, а светимость вспышек вблизи максимума блеска достигает 10^{31} эрг/сек. (Полное излуче-

ние вспышки YZ CMi 19.1.69 в полосе U составило 7×10^{34} эрг, а ее светимость в максимуме — 2×10^{32} эрг/сек; более 10^{34} эрг излучила в полосе U вспышка YY Gem 31.10.71 [5], полное излучение вспышки EV Lac 3.8.75 во всем оптическом диапазоне составило 4×10^{33} эрг [4]). Полное излучение вспышки, время ее возгорания и абсолютная скорость нарастания светимости вспышки являются статистически независимыми величинами, но абсолютная светимость в максимуме и абсолютная скорость угасания вспышки сразу после максимума связаны статистическим соотношением, общим для вспыхивающих звезд в диапазоне абсолютных светимостей от 8^m до 16^m [6].

Согласно [7], между полными энергиями излучения вспышек в полосах UVB существует четкая статистическая связь $E_U = (1.20 \pm 0.08) E_B = (1.79 \pm 0.15) E_V$, справедливая в диапазоне энергий от 10^{27} до 10^{34} эрг; это довольно «синее» излучение. Положения около двух сотен вспышек на двухцветной диаграмме U—B, B—V вблизи моментов максимума блеска по данным [8—10] приведены на рис. 1. Вспыхивающие же звезды в спокойном состоянии — это самые красные звездные объекты в этой системе. Поэтому эффект контраста приводит к быстрому увеличению амплитуды вспышки при переходе к наблюдениям с меньшей эффективной длиной волны. (Из этого обстоятельства не следует, однако, делать вывод, что наблюдения в полосе U всегда наиболее информативны. Из-за красного цвета в з. фотометрические измерения в ультрафиолете раньше сталкиваются с квантовыми шумами регистрируемого потока излучения, чем фотометрические измерения в области больших длин волны, и с переходом ко все более слабым объектам увеличение шума в записи фотометрического стандарта — звезды вне вспышки — не компенсируется уже большей амплитудой полезного сигнала — вспышки. Как показала Шаховская [11], для каждого телескопа, оснащенного фотометром, который достигает квантового шума регистрируемого потока, существует такая критическая видимая величина звезды (определяемая размером телескопа, цветами звезды и вспышки и астроклиматическими условиями наблюдений), что фотометрические наблюдения с целью регистрации вспышек на звездах ярче этой критической величины следует вести в полосе U, а на более слабых звездах — в полосе B. К такому выводу наблюдатели приходят и чисто экспериментальным путем [12].) Проблемы обнаружения предельно слабых вспышек и влияние селекции наблюдений на получаемые статистические характеристики вспышечной активности звезд рассмотрены в [13—17].

В настоящее время существует несколько весьма обширных рядов фотометрических наблюдений вспышек: результаты участников международных кооперативных программ, наблюдения Кункеля, выполненные на обсерваториях МакДональд (США) и Черро Тололо (Чили), наблюдения

Кристалди и Родано, проведенные в Катании (Италия), и наблюдения Моффетта, выполненные на обсерватории МакДональд.

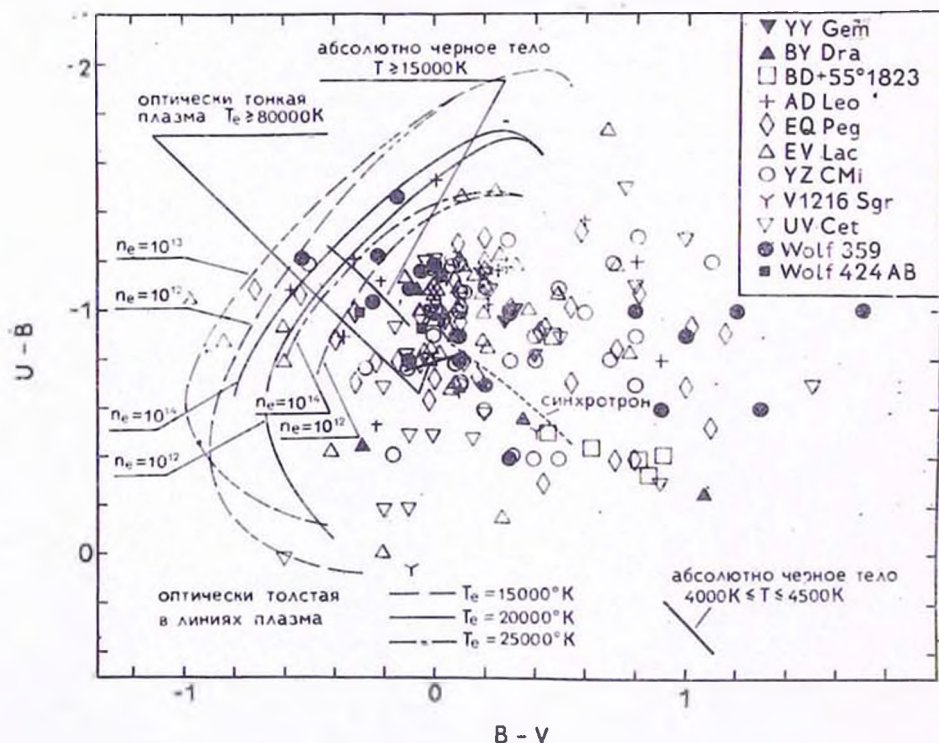


Рис. 1.

С 1967 г. в течение ряда лет Рабочая группа по в. з. Комиссии переменных звезд МАС организовывала кооперативные наблюдения этих объектов. Первоочередная задача международной кооперации состояла в получении круглосуточного патруля блеска с целью поиска возможных периодичностей во временном распределении вспышек. Рабочая группа ежегодно отбирала 4—7 звезд типа UV Кита и рекомендовала проводить патрульные наблюдения этих объектов в течение определенных 10—20 суток. До конца 1973 г. было проведено около 30 подобных кампаний; в них приняли участие астрономы более 20 обсерваторий Австралии, Великобритании, Венгрии, Греции, Индии, Италии, Новой Зеландии, Норвегии, Польши, СССР, США, Югославии, Южной Африки, Японии. Общая продолжительность выполненных фотоэлектрических наблюдений превышает 2500 часов, число зарегистрированных вспышек (в основном — в полосе В) составляет несколько сот. Сводка результатов кооперативных наблюдений (по 1971 г.) и анализ однородности и полноты полученных данных приведены в [13].

Кункель зарегистрировал около 1000 вспышек, наблюдая красные карликовые звезды в полосе U [14]. Кристальди и Родоно за 2255 часов патрульных наблюдений зарегистрировали более 500 вспышек и опубликовали около сотни кривых блеска вспышек, многие из которых регистрировались на трехканальном фотометре во всех полосах UVV-системы [18]. Моффетт ведет наблюдения с быстродействующим фотометром, с помощью которого он может исследовать тонкие детали кривых блеска вспышек; число обнаруженных им вспышек уже превышает 500 [10, 19]. Все эти данные в той или иной степени использовались для различных статистических исследований.

Используя результаты кооперативных наблюдений, Осканиян и Терсбюж [20, 21] провели наиболее полное рассмотрение временного распределения вспышек. Они исследовали распределение числа вспышек в фиксированных интервалах времени, распределение интервалов времени от начала наблюдений до первой вспышки, распределение интервалов времени между последовательными вспышками и распределение числа временных интервалов непрерывных наблюдений, содержащих определенное число вспышек. В результате было найдено, что в целом истинное временное распределение вспышек с высокой степенью надежности соответствует пуассоновскому распределению, но число очень близких вспышек несколько превышает ожидаемое число при случайном распределении. Аналогичные выводы были получены также Кункелем [17]. И статистический анализ наблюдений Моффетта [7] показал, что распределение интервалов времени между последовательными вспышками соответствует случайному распределению вспышек. Согласно Лукацкой [22], в распределении вспышек UV Cet нет периодических составляющих с периодом менее 30 часов. По-видимому, отмеченные некоторыми наблюдателями свидетельства периодичности вспышек (эти свидетельства перечислены в [13]) следует отнести за счет малой статистики и модулирующего эффекта периодичностей в расписании наблюдений [23].

Согласно [7], нет корреляции между полной энергией излучения вспышки и временем, прошедшим после предыдущей вспышки на звезде.

Общий уровень вспышечной активности звезды не удается охарактеризовать одной какой-либо величиной, и разные исследователи использовали в качестве подходящей характеристики среднюю частоту вспышек, среднюю амплитуду, среднюю энергию вспышек и полную энергию вспышек, отнесенную к спокойному излучению звезды. Следует отметить, что различия в видимых и абсолютных величинах в. з. вызывают эффекты наблюдательной селекции, которые по-разному влияют на перечисленные параметры.

Пти [24] нашел, что средняя частота регистрируемых вспышек систематически возрастает с увеличением абсолютной величины в. з. Гурзаян [25] показал, что при переходе к абсолютно более слабым звездам

вместе с частотами возрастают и средние наблюдаемые амплитуды вспышек, но общая энергия вспышек при этом убывает, хотя отношение суммарной энергии зарегистрированных вспышек к постоянному излучению звезды увеличивается. Кристальди и Родоно [9] уточнили результаты [26, 13, 14] о суммарном излучении вспышек: они нашли, что вклад вспышек в общую светимость звезды в полосе В составляет более 1% у $M_V \approx 16^m$ и падает до 0.03% к $M_V \approx 8^m$; из установленной по 9 объектам четкой зависимости относительного вклада вспышек в полную светимость звезды от ее абсолютной светимости явно выпадает как звезда с аномально низкой активностью V 1216 Sgr: ее вспышки дают лишь около 0.03% суммарного излучения звезды при $M_V \approx 13^m$. Согласно [7], для 8 в. з. в диапазоне M_V от $8^m.4$ до $16^m.6$ средняя величина $\lg E_U$ соответствует эквивалентной продолжительности вспышки около 100 сек, то есть средняя энергия регистрируемых вспышек растет линейно со светимостью звезды; усредненная же по времени светимость зарегистрированных вспышек изменяется со светимостью звезды L_U как $(L_U)^{0.77}$, а с учетом слабых вспышек, находящихся ниже порога обнаружения, — как $(L_U)^{0.6-0.7}$. Кристальди и Родоно [9] высказали предположение о существовании абсолютного максимума вспышечной активности, который имеет место у звезд K0 и составляет 9×10^{28} эрг/сек в полосе В, то есть 2×10^{-4} стационарного излучения этих звезд.

Осканиян и Теребиж [15] обнаружили значительное сходство в распределении по амплитудам и в функциях частот вспышек звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi, чьи абсолютные светимости близки друг к другу, и заметное отличие соответствующих характеристик самой UV Cet, которая абсолютно в десятки раз слабее этих трех звезд. Наиболее полную картину распределения вспышек по энергиям и зависимости частоты вспышек от энергии дает энергетический спектр вспышек, впервые рассмотренный Чугайновым [27, 16]. Детальный анализ такого спектра на основе кооперативных наблюдений в з. был выполнен Гершбергом [13]. Оказалось, что энергетический спектр вспышек наиболее активных звезд в окрестностях Солнца в диапазоне энергий вспышек от 10^{20} до 10^{22} эрг может быть представлен степенной зависимостью вида $\nu(E) \propto E^{-1.7}$, где $\nu(E)$ — средняя частота вспышек с энергией E . При таком спектре основной вклад в суммарное излучение вспышек вносят редкие, но наиболее мощные вспышки. Энергетический спектр самой UV Cet прослеживается до менее мощных вспышек и оказывается более мягким, при этом возрастает вклад слабых вспышек в суммарном излучении вспышек. Подтверждая [13], энергетический спектр вспышек, зарегистрированных Моффеттом на 8 в. з., представляется в виде $\nu(E) \propto E^{-(1.4-2.0)}$, причем у абсолютно более ярких звезд спектр систематически более жесткий [7]. Краснобабцев и Герш-

берг [28] нашли, что сходным энергетическим спектром обладают и в. з. в скоплениях, и, более того, на плоскости ($\lg \nu$, $\lg E$) энергетические спектры вспышек звезд разных возрастов и абсолютных светимостей занимают сравнительно узкую полосу. Физический смысл универсальности энергетического спектра вспышек, происходящих на столь различных звездах и охватывающих диапазон энергий вспышек в 6 порядков величины, остается невыясненным.

Кункель [14, 17] подробно исследовал распределения вспышек по их абсолютной светимости в максимуме блеска и нашел, что средняя частота вспышки R с абсолютной светимостью в шкале звездных величин m удовлетворяет соотношению $R(m) = \exp[a(m - m_0)]$, где a — некоторая постоянная и m_0 — светимость вспышек, для которых на рассматриваемой звезде $R=1$. Величина a аналогична спектральному индексу в описанных выше энергетических спектрах вспышек, и, как показали исследования, она практически одинакова для дюжины изученных Кункелем в. з. Взаимосвязь энергетических спектров вспышек и распределений вспышек по абсолютным светимостям в максимуме блеска обсуждалась в [17, 28].

Известна статистическая связь абсолютной светимости звезды и средней длительности регистрируемых на ней вспышек: у более ярких звезд вспышки более продолжительны. Однако не ясно, существует ли физическая связь светимости звезды со средней скоростью развития вспышки или наблюдаемая зависимость отражает лишь селекцию наблюдений: на более ярких звездах доступны наблюдениям лишь более мощные вспышки, которые, как правило, и более продолжительны [29—31].

Анализ имеющихся сейчас обширных рядов фотометрических наблюдений показывает, что отмечавшиеся ранее изменения параметров вспышечной активности различных звезд от сезона к сезону являются случайными отклонениями статистически определяемых величин, а не реальными изменениями уровня активности [14, 20, 27, 32]. Единственным исключением является, по-видимому, звезда V 1054 Oph = Wolf 630, у которой Кункель [33] обнаружил заметные колебания параметра m_0 с периодом, равным орбитальному периоду этой двойной системы.

1.2. Спектры (непрерывная и линейчатая эмиссия, временное развитие спектра вспышки, ширины, контуры и сдвиги эмиссионных линий, бальмеровский декремент). Спектр вспышки звезды типа UV Кита резко отличается от спектра звезды в спокойном состоянии и быстро меняется по мере развития вспышки. Отличительные спектральные особенности вспышек — это сильная непрерывная короткоживущая эмиссия в ультрафиолетовой и синей областях и интенсивные эмиссионные линии с более медленным развитием.

Получение спектров вспышек требует продолжительных наблюдений на крупном телескопе, и до настоящего времени зарегистрировано лишь несколько десятков спектров около двух десятков вспышек; достаточно подробные спектральные данные получены лишь для нескольких довольно мощных и сравнительно продолжительных вспышек. Поэтому исходные данные для спектрального анализа вспышек несравненно беднее фотометрических данных. Лучшее временное разрешение, достигнутое при спектральных наблюдениях вспышек, составляет 20—30 секунд, а реальное разрешение по спектру не лучше нескольких ангстрем. Практически все спектры вспышек с высоким временным разрешением получены на Шайновском рефлекторе в Крыму, на телескопе Струве и других рефлекторах обсерватории МакДональд. Если не считать нескольких сообщений, в которых на основании обнаруженных спектральных изменений красных карликовых звезд сделан вывод об их принадлежности к переменным типа UV Кита, то публикации [8, 34—48, 5] исчерпывают, по-видимому, все имеющиеся спектральные данные по вспышкам.

Непрерывная эмиссия вспышек обнаруживается в их начальной фазе развития и изменяет до неузнаваемости коротковолновую область спектра звезды. Эта эмиссия простирается в ультрафиолет далеко за бальмеровский предел, а в синей области замыкает даже такие сильные абсорбционные линии, как $\lambda 4227$ A Cal. В визуальной и красной областях непрерывная эмиссия практически не заметна и может быть обнаружена лишь при аккуратных измерениях изменений глубин линий и полос абсорбционного спектра; в качественном же отношении абсорбционный спектр в этих областях длин волн даже во время самых сильных вспышек остается неизменным.

Вблизи бальмеровского предела непрерывное излучение вспышек обнаруживает эмиссионный скачок, величина которого, согласно спектральным измерениям, оценивается в пределах от $\lg I_-/I_+ = 0.76$ [8] до 0.15 [42]; спектроколориметрические измерения [49, 50] дали свидетельства систематического изменения величины скачка: 0.36 — на восходящей ветви, 0.16 — вблизи максимума и более 0.4 — на нисходящей ветви кривой блеска вспышек.

Спектральные наблюдения Моффетта и Болпа [45, 5] показали, что именно непрерывная эмиссия определяет быстрый подъем блеска вспышки к максимуму, а также вторичные резкие всплески яркости. Подобие цветов быстрых всплесков и восходящей ветви сильной вспышки обнаружено также многоцветными наблюдениями [4]. Эффективная длительность сильного непрерывного излучения вспышек не превышает 1—3 минут, и высвечивание непрерывной эмиссии соответствует переходу к фазе медленного затухания вспышки.

Однако в тех случаях, когда перед резким всплеском яркости наблюдался плавный подъем блеска, этот последний был обусловлен в основном линейчатой эмиссией [45, 5]. В спектре вспышек появляются сильные эмиссионные линии: бальмеровская серия водорода, которая прослеживается до H_{11} [8], линии нейтрального гелия, эмиссия в линиях H и K CaII. В спектрах вспышек самой UV Cet была зарегистрирована эмиссионная линия ионизованного гелия $\lambda 4686 \text{ \AA}$ [35, 39], а также линия нейтрального магния [45]; эмиссия нейтрального магния заподозрена также во вспышке Wolf 359 [40]; на спектрах вспышек EV Lac и YY Gem, полученных в куде, обнаружено усиление эмиссии линии нейтрального кремния $\lambda 3905 \text{ \AA}$ [46, 48]. К сожалению, необходимость использовать спектральную аппаратуру умеренного разрешения ограничивает возможности обнаружения и анализа слабых эмиссионных линий в спектрах вспышек.

При резком возгорании вспышки интенсивность линейчатой эмиссии нарастает медленнее, чем излучение в коротковолновом континууме, и максимум излучения вспышки в линиях достигается обычно позднее, чем максимум непрерывного излучения. Вблизи максимума блеска вспышки линейчатая эмиссия дает лишь $5 \div 11\%$ общего излучения вспышки в полосе В, но к фазе медленного угасания эта доля возрастает до $16 \div 28\%$ [5]. Эмиссия в линиях разных элементов развивается по-разному. Линии гелия обнаруживаются в начальной фазе вспышки одновременно с непрерывной эмиссией и исчезают вскоре после угасания этой эмиссии; в некоторых вспышках гелиевая эмиссия вообще не обнаружена. Водородные линии эффективно излучают практически на протяжении всей вспышки, а излучение кальция нарастает медленнее других излучений и очень медленно затухает, оно было обнаружено даже через несколько часов после сильной вспышки [47]. Согласно [5], в 7 вспышках на 4 звездах максимум излучения в линии H_{β} наступил через $1 \div 19$ минут, а максимум в линии K CaII — через $4 \div 52$ минуты после максимума непрерывного излучения, причем с переходом от слабых к абсолютно более ярким звездам это время запаздывания систематически возрастало.

Различия в развитии непрерывной и линейчатой эмиссии вспышек приводят к весьма сложной и неоднозначной зависимости между блеском звезды и эквивалентными ширинами эмиссионных линий во время вспышек. На самой UV Cet в моменты максимума блеска сильных вспышек эквивалентная ширина эмиссии H_{α} составляет от полутора-двух до нескольких десятков ангстрем, наблюдаемые эквивалентные ширины других линий бальмеровской серии еще больше, а вскоре после исчезновения короткоживущей непрерывной эмиссии континуум вблизи высших членов бальмеровской серии и линий CaII столь ничтожен, что вообще не удается измерить эквивалентные ширины этих эмиссий. У более ярких вспыхи-

вающих звезд амплитуды вспышек обычно меньше и соответственно менее контрастны спектральные проявления вспышек.

Ширины эмиссионных линий в спектрах вспышек обычно возрастают на несколько ангстрём, максимальные зарегистрированные ширины на уровне половинной интенсивности достигают $10 \div 15 \text{ \AA}$ [40, 42, 43]. Наблюдаемые ширины линий слабо коррелируют с их интенсивностью: в менее мощных вспышках иногда наблюдаются весьма широкие линии, в других — несколько позже, когда максимальны эквивалентные ширины линий. Обычно с развитием вспышки ширины линий довольно быстро уменьшаются, но зарегистрирован случай, когда интенсивности линий уже вернулись к предвспышечному уровню, а ширины еще оставались увеличенными [43]. Уширение линий во время вспышек имеет явно недоплеровскую природу, так как на спектрах, охватывающих несколько бальмеровских линий, отношение $\Delta\lambda/\lambda$ меняется от линии к линии. Уширение кальциевых линий, видимо, несколько меньше, чем линий водородной эмиссии.

Крайне скудны данные о профилях эмиссионных линий вспышек. Известно, что вблизи максимума блеска иногда обнаруживается асимметрия профилей: «красное» крыло линии оказывается более протяженным, чем «синее» [42, 43, 45, 48]. Были зарегистрированы также плоские вершины контуров водородных линий с небольшими центральными понижениями интенсивности [43].

Немногочисленны данные и о смещениях эмиссионных линий в спектрах вспышек. Джой [37] заподозрил смещение эмиссии вспышки UV Ceti относительно ее абсорбционного спектра на $+30 \text{ км/сек}$. Гринштейн и Арп [40] оценили сдвиг кальциевой эмиссии вспышки Wolf 359 величиной -59 км/сек , а сдвиг водородной эмиссии — величиной -23 км/сек относительно соответствующих эмиссий перманентного эмиссионного спектра звезды. Однако в обоих случаях наблюдатели отмечают неуверенность полученных оценок. Кулапова и Шаховская [43] нашли, что сдвиг эмиссии H_α вспышки AD Leo от нормального положения этой эмиссии в спектре спокойного состояния звезды не превышает 45 км/сек . Еще более жесткое ограничение на возможный сдвиг линий в спектрах двух вспышек EV Lac дали наблюдения Боппа [48].

Относительные интенсивности эмиссионных линий водорода в спектрах вспышек обычно весьма медленно убывают с ростом номера линии, то есть вспышки характеризуются пологим бальмеровским декрементом. В нескольких сильных вспышках зарегистрирован даже инверсный декремент: $I_{H_2} < I_{H_3} < I_{H_4}$. По мере угасания вспышки высшие члены бальмеровской серии затухают быстрее, чем первые члены серии, и бальмеровский декремент перестает быть инверсным и становится все более крутым. Результа-

ты измерений относительных интенсивностей эмиссионных линий водорода приведены в [8, 51, 45, 5].

Обладая перечисленными общими свойствами, спектральные характеристики вспышек обнаруживают вместе с тем значительное разнообразие. Хорошим примером неповторимости спектров вспышек могут служить две последовательные вспышки самой UV Cet, разделенные промежутком времени в 13 минут и детально описанные Боппом и Моффеттом [45].

1.3. *Поляризметрические наблюдения* вспышек могут дать астрофизическую информацию лишь при условии, что полный цикл одного измерения параметров поляризации существенно короче характерного времени изменения блеска звезды, а питающий телескоп достаточно велик, чтобы естественные ошибки такого измерения были значительно меньше измеряемых величин. Не все выполненные к настоящему времени поляризметрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита [52—60] удовлетворяют этому необходимому условию. Наиболее уверенные поляризметрические данные были получены в Крыму Ефимовым и Шаховским [55] при наблюдениях на 2.6 м Шайновском рефлекторе. Они измерили параметры поляризации излучения сильной вспышки звезды EV Lac в трех точках на восходящей ветви кривой блеска, в момент максимума блеска и в 21 точке на нисходящей ветви и нашли, что с точностью до ошибок измерений ($\pm 0.5\%$), которые были обусловлены в основном статистикой квантов регистрируемого потока, излучение вспышки в области В неполяризовано. Верхние пределы степени поляризации излучения умеренных и слабых звездных вспышек были получены также Варданяном, Григоряном и Ерицяном. Но в сообщениях об обнаружении переменной поляризации во время сильных вспышек не приводится исчерпывающий анализ ошибок измерений, который убеждал бы в астрофизической значимости этих результатов.

1.4. *Радиоизлучение* вспышек звезд типа UV Кита зарегистрирован в диапазоне длин волн от 6 см до 15 м. Это излучение имеет явно нетепловую природу: в области метровых волн яркостная температура этого излучения часто превышает 10^{11} °K и есть подозрения, что она может достигать $10^{11} \div 10^{20}$ °K [61, 62].

Как и спектральные исследования, радиоастрономические наблюдения звездных вспышек требуют много времени крупнейших радиотелескопов, и основные результаты в этих исследованиях получены Ловеллом с помощью радиотелескопа в Джодрелл Бэнк в Англии, Сли и Хиггинсом на кресте Миллса и на рефлекторе в Парксе в Австралии и Шпэнглером, Ранкином и Шсаном на радиотелескопе в Аресибо в Пуэрто-Рико. Данные по ра-

диовспышкам звезд типа UV Кита, охватывающие исследования до 1971 г., приведены в [1, 61, 62].

Несмотря на сравнительную немногочисленность радиоастрономических наблюдений, они обнаружили значительное разнообразие радиовспышек звезд.

Чаше других регистрируются радиовспышки, которые начинаются за несколько минут до оптического максимума, имеют плавный подъем кривой радиояркости с максимумом через несколько минут после оптического максимума и общую длительность, сравнимую с длительностью оптических вспышек. Спектральный индекс таких радиовспышек в метровом диапазоне длин волн около -1.5 . Реже регистрируются события, где обнаруживается запаздывание максимума радиоизлучения на низких частотах по сравнению с максимумом излучения на более высоких радиочастотах; в таких вспышках обнаруживается более пологий спектр и излучение на низких частотах более продолжительно.

Весьма сложную картину показала вспышка звезды V 571 Ori 30.II.62, длившаяся около получаса и изученная на 3 радиочастотах: всплески излучения на 19.7 и 1410 *MHz* были зарегистрированы в начальной фазе этой вспышки, а на частоте 410 *MHz* была получена подробная кривая радиояркости вспышки, которая имела в целом довольно симметричный колокообразный вид с полудюжиной резких «замираний» длительностью от 6 до 20 сек на нисходящей ветви [63].

При патрулировании в э. на нескольких радиочастотах вспышки чаще всего обнаруживаются на самой низкой из частот [64], но вспышка UV Cet 8.10.67. была обнаружена на 11 см и не зарегистрирована в области больших длин волн [65], а вспышка YZ CMi [66] была зарегистрирована одновременно на 6 см и 1.87 м.

Вспышка YZ CMi 19.1.69, которая излучала в оптике в течение 4 часов, сохраняла заметную радиосветимость на 240 и 408 *MHz* более 3 часов [67]. Спектральный индекс радиоэмиссии в период медленного затухания был заключен в пределах от -1.0 до -2.5 , а по некоторым характерным деталям кривых радиояркости можно было обнаружить дрейф излучения по частоте со скоростью $0.5 \div 0.7$ *MHz/сек*. Полная энергия радиоизлучения этой вспышки составила около 3×10^{28} эрг.

11.10.72 радиоизлучение звезды UV Cet на частоте 408 *MHz* начало плавно возрастать одновременно с развитием быстрой оптической вспышки большой амплитуды ($\Delta B > 4^m 5$), но через несколько минут, когда оптическое излучение вспышки уже практически затухло, произошел сильный радиовсплеск, который достиг максимума лишь через 11 минут после оптического максимума и медленно угасал около 40 минут [68]. Сходная ситуация имела место и при слабой вспышке EV Lac 2.10.72 [69].

С конца 1973 г. радиоастрономические наблюдения в з. ведутся на крупнейшем радиотелескопе Аресибо, где достигнута чувствительность, на порядок величины превосходящая чувствительность прежних радиоизмерений. В результате за 140 часов наблюдений 4 звезд удалось зарегистрировать 26 радиовсплесков, многие из которых сравнительно слабые (десятые доли 10^{-26} вт/м²Гц) и короткие (до 5 ÷ 15 секунд) [70]. Средняя частота таких всплесков на метровых волнах оказалась сравнимой со средней частотой оптических всплесков на соответствующих звездах при фотоэлектрическом патрулировании их блеска с помощью телескопа среднего размера. Спектральный индекс таких радиовсплесков оказался в диапазоне от —1.4 до —4.3. Длительность этих радиовсплесков на 196 МГц систематически превосходит длительность излучения на 318 и 430 МГц, однако в 2 из 4 зарегистрированных на 196 и 318 МГц радиовсплесков YZ CMi максимум радиояркости на высокой частоте предшествовал максимуму радиояркости на низкой частоте, а в двух других всплесках — наоборот; радиовспышка звезды Wolf 424 достигла максимума на этих частотах одновременно.

Во время вспышки AD Leo 1.4.74 была обнаружена сильная круговая поляризация излучения на частоте 430 МГц: 56% в момент максимума и до 92% на нисходящей ветви кривой радиояркости; степень линейной поляризации в течение всей этой вспышки, длившейся около 40 секунд, составляла около 20% [71].

Шпэнглер и Моффетт [72] проанализировали одновременные наблюдения в з., проводившиеся в начале 1974 г. на 91 и 76 см рефлекторах обсерватории МакДональд и радиотелескопе Аресибо. За время этих наблюдений было зарегистрировано 62 оптические всплески. Независимый анализ радиоданных привел к обнаружению 13 радиовсплесков, а при использовании известных моментов оптических всплесков удалось выявить еще 15 радиовсплесков. Обнаружено значительное разнообразие временных соотношений и вида кривых блеска в оптическом диапазоне и кривых радиояркости на различных частотах; в большинстве случаев радиомаксимум на частоте 318 МГц наступал через 0 ÷ 5 минут после оптического максимума, но найдены всплески, где соотношение было обратным, а вспышка YZ CMi 3.12.75. [66] началась в U полосе и на радиочастотах 196 и 318 МГц одновременно с точностью ± 2 сек. Радиовсплески не показали четкой тенденции ассоциироваться только с сильными вспышками, хотя у 2 из 3 самых сильных оптических всплесков было зарегистрировано сильное радиоизлучение.

1.5. Жесткое излучение звездных всплесков впервые было зарегистрировано со спутника ANS во время вспышки звезды YZ CMi 19.10.74. [73, 74]. В областях мягкого (0.2 ÷ 0.28 Кэв) и среднего (1 ÷ 7 Кэв) рентгена быстрый всплеск излучения произошел практически одновременно, но в

мягком рентгене вспышка наблюдалась в течение 6 минут, а в более жесткой области — только 1.5 минуты. Максимальная светимость вспышки в указанных диапазонах достигала 2.5×10^{29} и 3.6×10^{30} эрг/сек, а полное излучение — 4×10^{31} и 2×10^{32} эрг соответственно.

8.1.75 в оптике и в рентгене была зарегистрирована вспышка звезды UV Cet [74]. Излучение в области мягкого рентгена регистрировалось в течение 48 сек, начиная с момента оптического максимума вспышки, хотя в оптике вспышка продолжалась около 4 мин. В момент максимума рентгеновская светимость составляла 6×10^{28} эрг/сек, а полное рентгеновское излучение вспышки превысило 3×10^{30} эрг.

В конце 1975 г. были организованы одновременные наблюдения п. з. YZ CMi в оптике, радио- и рентгеновском диапазонах [66]. Во время 15 из 22 вспышек, зарегистрированных в оптических лучах, и во время 7 зарегистрированных радиовспышек проводились и рентгеновские наблюдения звезды, но ни разу не было обнаружено излучение, превышающее уровень 3σ в рентгене. Три самые сильные оптические вспышки позволили оценить верхнюю границу этого излучения:

$$L(0.25 \div 0.8 \text{ Кэв})/L_B \leq 0.26 \div 0.39.$$

Карицкая [75] связывает с активностью звезд типа UV Кита и обнаруженные недавно спорадические всплески космического γ-излучения. Возможно, что вспышки UV Cet-звезд излучают также мягкие космические лучи [61, 76].

2. Активность вне вспышек. Энергетический спектр вспышек звезд типа UV Кита определенно простирается в область малых энергий за пределы фотометрически регистрируемых всплесков и естественно считать, что в излучение в. з., находящиеся в состоянии минимального блеска, малые, отдельно не регистрируемые вспышки могут вносить определенный вклад. Существенные изменения спектрального состава излучения во время регистрируемых вспышек дают, однако, основание полагать, что вклад слабых вспышек в минимальный блеск звезд невелик. Поэтому с точностью до этого малого эффекта в. з. в минимальном блеске можно считать звездами вне вспышек или в спокойном состоянии.

Характерные особенности в. з. вне вспышек — это сильный эмиссионный спектр и малые квазипериодические колебания блеска.

2.1. Эмиссионный спектр. Спектрограммы в. з., полученные вне вспышек даже с малой дисперсией, обычно обнаруживают сильные эмиссионные линии ионизованного кальция и водорода. Как показала Шахевская [77] между интенсивностью этого эмиссионного спектра, которую можно характеризовать эквивалентной шириной линии H_γ, и уровнем вспышеч-

ной активности звезды, который можно определить отношением усредненной по времени переменной компоненты светимости к постоянной компоненте светимости звезды, существует четкая положительная корреляция: у самых активных вспыхивающих объектов YZ CMi и UV Cet $W_{H\beta} = 8 \div 14$ А и светимость вспышек составляет около 1% светимости звезды в области В; у звезд с $W_{H\beta} \approx 1 \div 2$ А относительная светимость вспышек в 20—30 раз ниже; существуют, наконец, звезды с самым низким уровнем вспышечной активности — SZ UM1 и BD +43°44 А, у которых эмиссия, видимо, столь слаба, что не обнаруживается на спектрах с низкой дисперсией. Эта корреляция была успешно использована Андерсеном и Петтерсеном [12, 78] для поиска новых в. з. Согласно [79], максимум абсолютной поверхностной яркости хромосферы в линии K CaII, как и абсолютный максимум вспышечной активности [9], имеет место у звезд спектрального класса K0.

Спектрограмма в. з. EV Lac с высокой дисперсией (9 А/мм) была получена вне вспышки Вилсоном [80]. Абсорбционный спектр EV Lac оказался практически идентичным абсорбционному спектру нормальной звезды того же класса dM4, а в эмиссии, кроме водорода и ионизованного кальция, были обнаружены линии Hcl, Cal, FeI и SiI; никаких следов линии HeII λ 4686 А не было найдено. Измеренные ширины водородных линий показали, что электронная температура излучающей эти линии среды не превосходит 14000 °К. Бопп [46] подтвердил заподозренную еще Струве и Зеберге [81] систематическую разность γ -скорости эмиссионного и абсорбционного спектров спектрально-двойной системы YY Gem, где оба компонента вспыхивают: $V_{эм} - V_{абс} = -7 \pm 2$ км/сек.

Относительные интенсивности водородных линий эмиссионного спектра разных в. з. оказались весьма сходны между собой и близки к балмеровскому декременту солнечной хромосферы [77, 82], отношения же интенсивностей кальциевой и водородной эмиссии в. з. разной абсолютной светимости заметно различаются: у абсолютно более ярких звезд это отношение систематически больше [77].

Сопоставление крымских спектрограмм ряда в. з., полученных в разное время, привело к обнаружению переменной интенсивности их эмиссионного спектра [77, 83, 84], и в качестве причины такой переменности можно было рассматривать как сезонные колебания эмиссии, так и остаточное свечение линий после вспышек, которые могли иметь место незадолго до начала спектральных наблюдений. Однако Бопп [46, 48, 85] провел спектральные исследования ряда в. з. с дисперсией от 150 до 18 А/мм и, хотя параллельные фотоспектрические наблюдения не зарегистрировали вспышек, обнаружил колебания интенсивности их эмиссионных спектров с малым характерным временем. Примерно в течение часа Бопп зарегистрировал возрастание эквивалентной ширины линии H β в спектре UV Cet от

$3 \div 4$ А до обычной для этой звезды величины около 10 А; он наблюдал практически полное исчезновение водородной и кальциевой эмиссий в спектре YZ CMi за 50 минут; на двух последовательных спектрах BD + 48°1958 А он обнаружил уменьшение эквивалентной ширины линии H_α от обычной для этой звезды величины $0.7 \div 0.9$ А до 0.33 А. Такая переменность может быть обусловлена лишь весьма быстрыми изменениями физических условий в области, где возникает эмиссия, или условий видимости этой области. В спектрах других в. з., которые фотографировались с большей временной скважностью, Бопп обнаружил изменения эмиссионного спектра, сходные с теми, что отмечались крымскими наблюдателями.

Сопоставление спектроскопических данных по YY Gem за прошлые десятилетия показало, что существуют эпохи большей и меньшей стабильности эмиссионного спектра этой системы. YY Gem является спектрально-двойной с хорошо наблюдаемыми эмиссионными линиями обеих компонент и, поскольку кинематика системы хорошо известна, Боппу удалось сопоставить интенсивность эмиссионного спектра с условиями видимости различных участков каждой из звезд пары. В результате он обнаружил на каждой из компонент области сильной и слабой эмиссии, причем снимки 1959 г. и 1971 г. дали различную локализацию таких областей на поверхности звезд, и протяженность активной области на главной компоненте в 1971 г. не превосходила 20° [46]. Недавно Ферланд и Бопп [114] провели фотоэлектрическое сканирование линий H_α и H_β в спектре YY Gem и обнаружили увеличение эквивалентных ширин этих эмиссий до 25% в фазе затмения — свидетельство активной области на затмевающей компоненте.

Физическая интерпретация всех этих данных наблюдений достаточно проста и, по-видимому, однозначна. Совокупность линий эмиссионного спектра в. з. вне вспышек, которая дает представление об ионизационном состоянии излучающего вещества, и ширина линий, дающая оценку электронной температуры этого вещества, приводят к заключению, что этот эмиссионный спектр образуется в условиях, типичных для хромосферы. Сходство бальмеровского декремента спокойных спектров в. з. и хромосферы Солнца дает дополнительное доказательство в пользу такого вывода [82]. Приложением теории бальмеровского декремента, развитой для ударного возбуждения сред с пренебрежимо малым влиянием внешнего поля ионизирующей радиации и с большой оптической толщиной в линиях [86], к наблюдениям в. з. вне вспышек удалось оценить характерную электронную плотность звездных хромосфер: $n_e = (1 \div 4) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [87]. Наблюдения Боппа [46, 48, 85] и Ферланда и Боппа [114] обнаруживают заподозренную еще Кроном [88] существенную неоднородность поверхностной яркости звездных хромосфер, которая в сочетании с вращением звезд приводит к заметным колебаниям яркости эмиссии. С учетом полученных Боп-

пом количественных оценок пятнистости звездных хромосфер их эффективные толщины должны составлять от нескольких сот до нескольких тысяч километров [87].

Таким образом, фотосферы в. з., которые существенно холоднее фотосферы Солнца, окружены более плотными, по-видимому, несколько менее протяженными и гораздо более «пятнистыми» хромосферами, чем хромосфера Солнца. Характерное время жизни области повышенной яркости хромосфер на компонентах системы YY Gem—месяц [46].

2.2. Колебания блеска малой амплитуды. Еще в 1950 г. Крон [88] обнаружил колебания блеска малой амплитуды в затменной системе YY Gem, которые не могли быть объяснены эффектами затмения, отражения или эллиптичности компонент. Затем Чугайнов [89] нашел малые колебания блеска другой красной карликовой звезды—BY Dra и показал, что сопровождающие их очень малые изменения цвета звезды исключают интерпретацию этих колебаний блеска в рамках пульсационной схемы. В обоих случаях для интерпретации наблюдений была предложена модель вращающейся звезды с неоднородной поверхностной яркостью. Первое время изучение этих «пятнистых» звезд, которые позднее стали называться звездами типа BY Dra, проводилось практически независимо от исследований в. з. Но вскоре Кшеминьский и Крафт [90, 91] показали, что периодические или квазипериодические колебания блеска малой амплитуды свойственны dМ-звездам, но не наблюдаются у dM-звезд, а затем Торрес и Ферраз-Мелло [92] нашли, что практически все пятнистые красные карликовые звезды являются вспыхивающими: на них были зарегистрированы отдельные сильные вспышки типа UV Кита и (или) в моменты минимума блеска было обнаружено заметное возрастание дисперсии блеска в ультрафиолете, что естественно рассматривать как суммарный эффект слабых вспышек [91].

Помимо перечисленных работ, сведения об изученных к настоящему времени пятнистых звездах, число которых приближается к 20, содержатся в [85, 93—99]. Амплитуды малых колебаний блеска этих объектов составляют от нескольких сотых до нескольких десятых звездной величины, соответствующие амплитуды изменения цвета обычно находятся на пределе обнаружения и не превосходят несколько сотых звездной величины, характерный период — от долей суток до ста суток. В наиболее изученных объектах обнаружены изменения амплитуды этих колебаний до их почти полного исчезновения, изменения фазы этих колебаний и даже небольшие изменения периода. В частности, Чугайнов [93, 98] нашел плавные изменения периода малых колебаний, среднего блеска и среднего цвета звезды BY Dra в течение ряда лет и предложил интерпретировать все эти факты как результат дрейфа пятна по широте звезды, обладающей дифференциальным вращением. Согласно [99], в 1973—74 гг. период малых колебаний блеска

BY Dra достиг максимума и начал убывать. Фогт [96] подтвердил изменимость периода малых колебаний блеска этой звезды, но поставил под сомнение вывод о существовании многолетнего периода синхронных изменений всех этих фотометрических параметров.

Количественный анализ фотометрии пятнистых звезд был начат Кшеминьским [91], который заключил, что наблюдаемые малые колебания блеска dMe-звезд могут быть обусловлены пятном размером около 10% поверхности звезды и с эффективной температурой на 350° ниже эффективной температуры фотосферы, что соответствует сдвигу на 2 спектральных подкласса. Эванс [95] построил первую теорию кривой блеска пятнистой звезды, ограничившись случаем, когда пятно находится на экваторе звезды и наблюдатель находится в плоскости экватора. Затем Торрес и Ферраз-Мелло [92] обобщили теорию кривых блеска пятнистой звезды на случай произвольного положения пятна на звезде и произвольной ориентации оси вращения звезды относительно луча зрения. В рамках этой более полной схемы им удалось представить наблюдения BY Dra [89] и CC Eri [95], где $\Delta V \approx 0^m25$, а $\Delta(B - V) \leq 0^m03$ (тогда как расчеты [95] требовали для такой амплитуды блеска одновременных изменений цвета не менее 0^m07); при этом размер пятна должен составлять $5 \div 7\%$ поверхности звезды $\Delta T = 500 \div 800^\circ\text{K}$. Двумя пятнами, находящимися на широте 35° , занимающими 10% поверхности звезды и разнесенными на 18° по долготе, с $\Delta T = 500^\circ\text{K}$, Торрес и Ферраз-Мелло представили асимметричную кривую блеска звезды AU Mic. Они показали также, что если пятну и невозмущенной фотосфере приписывать излучение, соответствующее звездам нескольких различных спектральных классов, то при данной амплитуде блеска амплитуды цветов представляются несколько лучше, чем в расчетах, где предполагается чернотельное излучение пятна и спокойной фотосферы. Результаты обширных расчетов кривых блеска пятнистых звезд с чернотельным излучением были опубликованы также Фридеманом и Гюртлером [100].

Определив спектроскопические орбиты систем BY Dra и CC Eri и предполагая, что оси вращения их компонент перпендикулярны плоскостям орбит, Бопп и Эванс [94] пришли к выводу, что темные пятна на этих звездах должны достигать довольно высоких широт — $30^\circ \div 65^\circ$ в различные сезоны наблюдений, поскольку на кривых блеска нет участков постоянной яркости и, следовательно, темные области никогда не скрываются полностью за лимбом звезды. Они рассмотрели чернотельную модель с гораздо более низкой температурой пятна (2000°K) и показали, что она может представить наблюдения CC Eri (за 3 сезона) и BY Dra (за 2 сезона), если протяженность пятна по долготе составляет от 30 до 105° , а его площадь — $5 \div 20\%$ полусферы звезды. Такие пятна, будучи существенно холоднее невозмущенной фотосферы, вносят ничтожный вклад в оптическое

излучение, что может привести к малым колебаниям цвета при заметной амплитуде блеска.

Эти результаты Боппа и Эванса были критически пересмотрены Фогтом [96]. Он показал, что если в теории кривых блеска пятнистых звезд учесть влияние блеска вторичного компонента двойной системы и более точно учесть распределение энергии по спектру, то требование на высокие широты пятен существенно ослабевает, и наблюдения BY Dra представляются не однозначно, а широким набором моделей, в которых размер пятна варьируется от 12 до 35% полусферы звезды с одновременным изменением его эффективной температуры от 0 до 3450°K , причем при температуре ниже 2800°K зависимость размера подходящего пятна от температуры практически пропадает. Фогт отметил, что в предыдущих исследованиях выбор подходящей модели из набора теоретически допустимых определялся возможностью представить амплитуды блеска и цвета и вид кривой блеска, полученных в отдельные сезоны, тогда как, представляя наблюдения одной и той же звезды за разные сезоны, необходимо использовать дополнительный критерий: соответствие вычисленного и наблюдаемого изменения среднего блеска звезды от сезона к сезону. С учетом всех этих соображений Фогт показал, что все прежние наблюдения BY Dra удается представить в рамках модели холодного пятна, но его собственные наблюдения, выполненные в период, когда звезда была в очень спокойном состоянии (амплитуды колебаний блеска $\Delta V = 0^{\text{m}}034$ и цвета $\Delta(B - V) = 0^{\text{m}}014$) не укладываются в эту схему и требуют привлечения горячего пятна. Он высказал предположение, что таким горячим пятном может быть область повышенной яркости хромосферы, кальциевый флоккул, однако спектроскопические наблюдения Шпэнглера и Фикса [101], проводившиеся в тот же сезон, не обнаружили необходимого усиления кальциевой эмиссии.

Таким образом, исследования неоднородностей поверхностной яркости пятнистых звезд приводят к необходимости рассматривать «центры активности» (по терминологии Мартинса [97]) по всей глубине атмосфер этих звезд. На BY Dra и CC Eri такие центры существуют по несколько месяцев, то есть в течение многих десятков оборотов звезд [94], на YY Gem — около месяца [46]. Для анализа структуры центров активности перспективны наблюдения в узких фильтрах, выделяющих излучение, которое идет с разных глубин звездной атмосферы [102]. Первая попытка измерить радиоизлучение активных корональных областей вне вспышек не привела, однако, к успеху [103].

Хотя практически все пятнистые звезды известны как вспыхивающие, лишь около четверти объектов типа UV Кита известны как пятнистые звезды, и средний спектральный класс пятнистых звезд несколько более ранний, чем средний спектральный класс в. з. Поэтому возникает вопрос, в какой мере пятнистость следует считать свойственной всем звездам ти-

па UV Кита. Оставляя окончательное решение этого вопроса за наблюдениями, можно высказать некоторые предварительные соображения по этому поводу. Во-первых, поиски колебаний малой амплитуды, проводящиеся методом высокоточной фотометрии, требуют лучших условий наблюдений и более квалифицированного наблюдателя, чем патрулирование блеска с целью обнаружения вспышек — и это обстоятельство способствует открытию большего числа в. з. Во-вторых, у абсолютно более слабых звезд вспышечная активность приводит к столь частым хаотическим колебаниям блеска, что на их фоне чрезвычайно трудно выделить квазипериодические колебания малой амплитуды — это обстоятельство приводит к упомянутому смещению средних спектров. В-третьих, как показали расчеты [100], при разности температур фотосферы и пятна около 1500°K и при равновероятном распределении осей вращения звезд в пространстве и положений пятен на их поверхности лишь 72% звезд с круглым пятном размером $45''$ и лишь 44% звезд с пятном размером $25''$ дадут колебания блеска с амплитудой $\Delta V \geq 0^m 1$. Таким образом, можно думать, что эффекты наблюдательной селекции приводят к тому, что малые колебания блеска обнаружены еще на малой части в. з.

В ходе изучения пятнистых звезд Эванс [95] выдвинул альтернативную модели холодного пятна гипотезу о затмении компонента в двойной системе пылевым облаком, находящимся в точке Лагранжа системы. Эта гипотеза встретила динамические возражения [92, 84]. Но во время вспышки звезды YY Gem Бопп [46] наблюдал слабый несмещенный компонент эмиссионной линии водорода, который, видимо, можно отождествить с неким газовым образованием, расположенным вблизи точки Лагранжа и возбуждаемым при вспышке. Возможно, переменная поляризация этой системы [104] возникает в том же околос звездном облаке.

3. Интерпретация наблюдений вспышек и физическая модель вспышечной активности. Интерпретация вспышек звезд типа UV Кита должна содержать ответы на вопросы: каковы характерные параметры горячего газа, ответственного за линейчатый спектр вспышки, может ли этот газ объяснить все наблюдаемое излучение вспышек или необходимы дополнительные излучатели другой природы, откуда берется горячий газ в атмосферах холодных звезд и какова связь скоротечных вспышек с особенностями строения в. з.

За время изучения вспышек звезд типа UV Кита для интерпретации этих явлений было предложено много различных теоретических схем и гипотез: модель горячего пятна (Гордон и Крон, 1949 г.), аккреционная модель (Гринстейн, 1950 г.), гипотеза релятивистских электронов (Гордон, 1953 г.), гипотеза выброса внутризвездного вещества (Амбарцумян, 1954 г.), электромагнитная гипотеза (Бербиджи и Шацман, 1955 г.), гипо-

теза вынужденного излучения неравновесной плазмы (Франк-Каменецкий, 1962 г.), модель всплывания горячего пузыря (Горбачевский, 1962 г.), небулярная модель (Гершберг, 1963 г., Эндрюс, 1964 г., Кункель, 1967 г.), модель комптоновского рассеяния фотосферных квантов на быстрых электронах (Гурзадян, 1965 г.), гипотеза молизации водорода (Климишин, 1969 г.); все эти модели и гипотезы подробно изложены в [1]. Но после опубликования [1] теоретические исследования в области вспышек звезд типа UV Кита были сосредоточены на разработках лишь двух направлений: на попытках представить эти вспышки как явления, физически родственные солнечным хромосферным вспышкам, и на развитии Гурзадянском гипотезы быстрых электронов, которую он рассматривает как физическую конкретизацию общей концепции Амбарцумяна о выносе плотного дозвездного вещества из звездных недр к поверхности, где его распад обуславливает мощные нестационарные процессы.

Гипотеза быстрых электронов систематически изложена Гурзадянском в монографии [2]. В ее основе лежит предположение, что распад гипотетического дозвездного вещества приводит к появлению потоков электронов высоких энергий, комптоновское взаимодействие которых с фотосферным излучением звезды дает наблюдаемые эффекты вспышек. Эта гипотеза встречает ряд серьезных возражений. Во-первых, в условиях звездных атмосфер энергетические потери потоков быстрых электронов определяются не комптоновским взаимодействием, а ионизационными потерями и возбуждением плазменной турбулентности; это обстоятельство сводит на нет всю формально-математическую сторону развитой теории [2]. Во-вторых, рентгеновские наблюдения вспышек звезд типа UV Кита не обнаруживают того огромного потока жесткого излучения, которое предсказывается гипотезой Гурзадяна [105]. В-третьих, как следует из расчетов [2], переход энергии быстрых электронов в оптическое излучение при комптоновском рассеянии чрезвычайно мало эффективен, так что для обеспечения наблюдаемой светимости вспышек источник энергии этих электронов должен быть существенно более мощным, чем источник энергии, обеспечивающий стационарную светимость звезды. Иными словами, гипотеза Гурзадяна заставляет отказаться от представлений о звездах как о квазиравновесных газовых шарах, излучающих в конечном счете энергию, которая выделяется в ходе гравитационного сжатия или термоядерного синтеза, и рассматривать их как несущественные оболочки хранилища энергии неизвестной природы; в свете существующей теории внутреннего строения и эволюции звезд эта концепция не представляется привлекательной. Перечисленные возражения заставляют отказаться от гипотезы Гурзадяна, а приводимые в ее пользу наблюдательные свидетельства [2, 106, 107] при внимательном рассмотрении сказываются данными, мало чувствительными к той или иной теоретической модели.

3.1. *Локальность вспышки.* Модель вспышки как небольшое горячее пятно на холодной звезде была предложена Гордон и Кроном [108]. Они нашли, что при чернотельном излучении площадь пятна должна составлять около 2×10^{-4} площади фотосферы. Современные наблюдения дают ряд независимых подтверждений идеи локальности вспышек.

Существующие в спектре вспышек столь разнородные детали, как молекулярные полосы поглощения окиси титана и эмиссионные линии гелия не могут возникать в одном и том же объеме, и общий характер изменений спектра в з. во время вспышки приводит к мысли о фотометрическом сложении двух пространственно разделенных излучений: спектра собственно вспышки и перманентного спектра звезды.

Ряд из 4 вспышек, зарегистрированный Моффеттом [106] на звезде Wolf 424 в течение 12 минут, отмечавшиеся ранее японскими наблюдателями тесные группы вспышек на звездах UV Cet и YZ CMi [109], обнаруженные Шаховской [110] группы вспышек BD + 43°44 В, две близкие вспышки UV Cet [45] и известный из статистики избыток близких вспышек на фоне общего пуассоновского распределения этих событий во времени [20, 76] наводят на мысль о существовании явлений типа солнечных симпатических вспышек, последовательно возникающих в различных точках диска звезды. В двойной системе вторичный пик может быть обусловлен и вспышкой другой компоненты, как это было во время трех вспышек в системе BD + 19°5116 [111], но, согласно [112], около 50% вспышек обнаруживают вторичные максимумы. (Это обстоятельство успешно использовано на обсерватории МакДональд для повышения к.п.д. спектральных наблюдений: после слабой вспышки-предшественника, обнаруженного фотометрически, возрастает вероятность получить спектр сильной вспышки [23]).

Локальный характер вспышек звезд типа UV Кита хорошо согласуется с пятнистой структурой атмосферы вспыхивающих звезд в целом. При исследовании вспышек в системе YY Gem, кинематика и, следовательно, условия видимости отдельных компонент которой хорошо известны, Бопп [46] пришел к выводу, что зарегистрированные им в течение 5 дней вспышки на главной компоненте системы возникали в одной и той же активной области протяженностью не более 60°. Из условий видимости с Земли и из точки Лагранжа системы другой вспышки YY Gem, когда возникла несмещенная компонента водородной эмиссии, Бопп получил локализацию этой вспышки на вторичной компоненте системы в пределах 45°. Была заподозрена корреляция моментов вспышек BY Dra с фазой малых колебаний блеска этой в. з., но более богатая статистика вспышек звезды YZ CMi такой корреляции не показала [84, 98].

Количественный анализ эмиссионного спектра вспышки звезды YZ CMi дал оценку размера вспышки около 2% видимого диска звезды [8].

3.2. *Физические условия в области, дающей оптическое излучение вспышки.* Скоротечность вспышек, быстрые качественные и количественные изменения их спектра, заранее не известный механизм возбуждения заставляют с осторожностью подходить к оценке физических условий в излучающем веществе. Нетрудно, однако, показать, что время термализации свободных электронов в нем составляет лишь малые доли секунды, так что использование понятия электронная температура правомерно на всех фазах развития вспышек.

Существование в спектре собственно вспышки эмиссионных линий гелия и ионизованного кальция свидетельствует о значительной температурной неоднородности излучающего вещества: по-видимому, его температура заключена в диапазоне от нескольких тысяч до многих десятков тысяч градусов. Прямые оценки верхнего предела электронной температуры областей, где эффективно излучает водород, дают наблюдения бальмеровского эмиссионного скачка: значительный скачок, обнаруженный Кункелем [8], дает $T_e \leq 25000^\circ\text{K}$, меньший скачок, полученный в Крыму [42], соответствует $T_e < 80000^\circ\text{K}$. Обнаруженный Чугайновым [49] временной ход скачка по мере развития вспышки может быть интерпретирован либо как быстрый нагрев излучающего газа до максимальной температуры в момент максимума блеска вспышки и последующее остывание на нисходящей ветви кривой блеска, либо как появление вблизи максимума дополнительной непрерывной эмиссии, понижающей наблюдаемую величину скачка.

Для нескольких вспышек имеющиеся наблюдения позволяют воспользоваться методом Инглиса—Теллера оценки верхнего предела электронной плотности: вблизи максимума блеска вспышек этот метод дает $n_e < 3 \times 10^{14} + 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [8, 51]. Сравнительно невысокое разрешение по спектру, использованное при получении исходных данных, и возможный эффект дополнительной непрерывной эмиссии могут привести к завышенным оценкам n_e . Фотометрический метод определения n_e , основанный на предположении об однократном и импульсном возбуждении вспышки, дает гораздо меньшие величины: $n_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$, но, по-видимому, он является ошибочным в своей основе [51].

Используя полученные оценки $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 20000$ или 25000°K , Кункель [8] рассчитал бальмеровский декремент вспышки для условий ЛТР и фойгтовских контуров эмиссионных линий и подбором оптической толщи в линии H γ в пределах от ста до нескольких тысяч сумел добиться удовлетворительного представления спектра вспышки звезды EV Lac 11.12.65. Гершберг [51] применил свободную от гипотезы ЛТР теорию бальмеровского декремента в излучающей среде с градиентом внутренних движений и с чисто ударным возбуждением и показал, что подбором электронной плотности в диапазоне от 10^{12} до 10^{14} см^{-3} , вероятности выхода L γ -кванта из среды от 10^{-5} до 10^{-4} и $T_e = 15000$ или 20000°K

можно представить все известные в то время бальмеровские декременты вспышек. Следует отметить, что, несмотря на значительные различия физических предпосылок моделей [8] и [51], они дают довольно близкие значения основных параметров среды, где эффективно излучаются линии бальмеровской серии.

Рассчитанные модели не достаточны, однако, для представления всего наблюдаемого спектра вспышки: они не объясняют малый бальмеровский скачок, а модель [51] предсказывает, что линейчатое излучение вспышки должно составлять не менее 32% ее общего излучения в полосе В, тогда как наблюдаемый вклад линий в несколько раз меньше. Иными словами, свободно-свободное и свободно-связанное излучение рассчитанных моделей не могут дать все наблюдаемое непрерывное излучение в коротковолновой области спектра вспышки. Рис. 1, где наряду с наблюдаемыми цветами вспышек вблизи максимума блеска нанесены также цвета ряда теоретических моделей, позволяет рассмотреть некоторые возможные решения проблемы непрерывного излучения вспышек с помощью более обширных колориметрических данных. Наблюдаемые цвета вспышек разных звезд нанесены на рисунке различными значками, теоретические модели — различными линиями. Рисунок показывает, что наблюдаемые цвета части вспышек вполне удовлетворительно представляются цветами оптически толстых в линиях моделей, которые одновременно представляют и наблюдаемые бальмеровские декременты спектрально изученных вспышек. Цвета большей части вспышек можно представить составной моделью: излучением оптически толстой в линиях плазмы, которая дает наблюдаемые бальмеровские линии, и излучением горячей ($T_e > 80000^\circ\text{K}$) плазмы, которая может быть ответственна за короткоживущий континуум и излучение гелия. (Существенная роль свободно-свободного излучения горячей плазмы в начале вспышки была заподозрена Эндрюсом [113] еще до детальных спектральных и колориметрических исследований.) Однако точность определения цветов излучения вблизи максимума вспышки в среднем не хуже $\pm 0^m.2$, и рис. 1 показывает, что около 1/3 вспышек не вписывается и в такую составную модель излучения. По-видимому, в этих случаях необходимо привлечь соображения Кункеля [8], который для объяснения изменений цвета вспышки по мере ее затухания выдвинул идею о заметном вкладе излучения горячего пятна — участка, «обожженного» вспышкой фотосферы. Как видно из рисунка, излучение рассмотренных моделей водородной плазмы плюс участка фотосферы на $1000 \div 1500^\circ\text{K}$ более горячего, чем спокойная фотосфера позволяет представить всю совокупность наблюдаемых цветов вспышек. «Ожог» фотосферы вспышкой есть все основания рассматривать как звездный вариант солнечных «вспышек белого света», которые по современным представлениям [115—117] возбуждаются потоками быстрых частиц, идущими из верхних слоев атмосферы.

3.3. *Кривые блеска.* Все выполненные к настоящему времени теоретические расчеты кривых блеска вспышек звезд типа UV Кита следует уже отнести к числу «изящных теорий, безжалостно растоптанных уродливыми фактами». Для чернотельной модели Гордон—Крона таким фактом оказалось существенно неравновесное излучение вспышек. Причины, по которым должны быть отвергнуты теоретические кривые блеска Гурзадяна, перечислены выше. Различные варианты теоретических кривых блеска, вычисленные в рамках небулярной гипотезы в предположении, что возбуждение вспышки происходит импульсно и однократно, а нисходящая ветвь кривой блеска определяется исключительно релаксационными процессами, позволяют неплохо представить наблюдения, но при этом дают очень низкие оценки электронной плотности излучающего вещества — $10^9 \div 10^{11}$ см⁻³ [1, 118, 119], которые противоречат спектроскопическим оценкам и условию локальности вспышек; поэтому допущение об импульсном и однократном возбуждении вспышек приходится отбросить. Ударноволновая модель вспышки [120] обеспечивает светимость, которая на 4—6 порядков величин меньше, чем наблюдается в сильных вспышках.

Результаты наблюдений Моффетта и Боппа [5], которые четко показали, что на разных фазах развития вспышек определяющие компоненты спектра излучения меняются — сперва континуум, потом линии — подтвердили тем самым высказанное Осканьяном [121] предположение, что вспышки с различными кривыми блеска должны иметь и спектральные отличия. Согласно [122], быстрым и медленным компонентам вспышек соответствуют физически различные процессы релаксации; Пустильник конкретизировал эту мысль: согласно [123], быстрые компоненты звездных вспышек обусловлены механизмом, который на Солнце вызывает нетепловой жесткий рентген, а медленные компоненты определяются процессом, который дает в солнечных вспышках H_α-эмиссию и мягкий рентген. Все это ставит под сомнение целесообразность дальнейших попыток построить теорию кривых блеска вспышек в целом. Моффетт [124] высказал еще более решительную идею: он считает, что обычно регистрируемые кривые блеска вспышек являются суперпозицией большого числа отдельных малых всплесков, которые выявляются лишь при наблюдениях с высоким временным разрешением, и поэтому суммарная кривая блеска вспышки не несет какой-либо физической информации. Существуют, однако, подозрения, что миллисекундные колебания блеска в з. обусловлены не физикой вспышки, а естественными статистическими флуктуациями измеряемых потоков малой интенсивности [29]. Эти подозрения были подтверждены многоцветными наблюдениями сильной вспышки EV Lac: при инструментальном разрешении 0.1 сек совпадающими на кривых блеска в разных цветах оказались лишь детали длительностью более 5 сек [4].

Резкое расхождение спектральных и фотометрических оценок электронной плотности во вспышках означает, что наблюдаемая кривая блеска отражает не релаксацию самого возбужденного участка атмосферы, а того источника энергии, который вызывает длительное возбуждение излучающего вещества. Поэтому представляется важным выяснение физического смысла отдельных характерных деталей кривых блеска. Например, до сих пор не интерпретирована обнаруженная Шаховской [6] универсальная статистическая связь максимальной светимости вспышки и скорости ее угасания после максимума блеска. Другая интересная фотометрическая деталь кривых блеска — так называемые отрицательные вспышки — непродолжительные понижения блеска звезды ниже уровня ее стационарного блеска непосредственно перед вспышкой или на нисходящей ветви кривой блеска [125—127]. Гринин [128] показал, что эти явления могут быть объяснены особенностями термодинамики фотосферы холодных звезд: при быстром нагреве вещество таких фотосфер становится менее прозрачным, и может оказаться, что избыточное излучение верхнего нагретого слоя не компенсирует дополнительно поглощенное идущее снизу излучение; в результате в течение времени температурной релаксации (порядка минуты) обожженное место будет выглядеть как темное пятно, причем наиболее темным оно будет выглядеть в лучах, нормальных к поверхности звезды, а в наклонных лучах этот же участок может выглядеть светлым, горячим пятном. По-видимому, такая модель применима и к тем падениям блеска вблизи вспышек, зарегистрированным в Катании [129] и в Аризоне [130], которые ранее интерпретировались как свидетельства локализации вспышек в темных пятнах фотосферы [1].

3.4. Радиоизлучение и короны в. з. Радиоизлучение вспышек может выходить лишь из самых наружных частей звезды, и сам факт регистрации радиовсплесков вместе с оптическими вспышками показывает, что при вспышках происходит возмущение по всей высоте звездной атмосферы.

Наиболее частый тип радиовсплесков, зарегистрированный Ловеллом, по временным соотношениям с оптическими вспышками подобен микроволновому радиоизлучению солнечных вспышек, а по спектральному индексу подобен солнечным шумовым бурям; поляриметрические свойства радиовспышки AD Leo [71] весьма напоминают свойства всплесков солнечного дециметрового континуума.

Радиовсплески с дрейфом по частоте обнаруживают скорость дрейфа, близкую к типичной величине в солнечных радиовсплесках II типа.

Сравнительно слабую корреляцию оптических и радиопотоков эти вспышки Шпэнглер и Моффетт [72] относят за счет направленного когерентного механизма радиоизлучения.

Как показал Ловелл [61], длительность радиоизлучения вспышек слишком велика, чтобы интерпретировать ее как чисто релаксационный процесс после импульсного возбуждения. Таким образом, радиоизлучение дает независимое подтверждение заметной длительности процесса возбуждения вспышек.

Существует подробный анализ лишь двух звездных радиовспышек: вспышки YZ CMi 19.1.69. и вспышки UV Cet 11.10.72.; в обоих случаях такой анализ был проведен Канс [131, 132] по радионаблюдениям, проведенным в Джодрелл Бэнке. Предполагая, что частоты наблюдаемого радиоизлучения соответствуют частоте собственных колебаний плазмы, а дрейф по частоте обусловлен распространением в короне звезды сильного гидродинамического возмущения, Кан нашел, что плотность короны YZ CMi примерно на порядок величины выше плотности солнечной короны на соответствующей высоте. Такая корона должна переходить в звездный ветер и приводить к вековой потере массы звезды со скоростью $3 \times 10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$. Анализ вспышки UV Cet, которая в радиодиапазоне наблюдалась только на одной частоте [68], опирается на факт значительного запаздывания радиомаксимума по сравнению с моментом оптического максимума. Полагая, что в момент оптической вспышки в основании короны образовался «пузырь» замагниченной плазмы, который в момент радиомаксимума достиг уровня, где плазменная частота опустилась до 408 МГц . Кан пришел к выводу, что UV Cet тоже должна обладать мощной короной, переходящей в звездный ветер, который приводит к потере массы со скоростью $6 \times 10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$ и на поддержание которого тратится мощность, сравнимая с оптической светимостью звезды. Оптическую вспышку Кан считал обусловленной чисто синхротронным излучением релятивистских электронов и получил оценки числа и энергии быстрых частиц и магнитного поля: но описанные выше спектральные, фотометрические и поляриметрические свойства вспышек показывают, что возможный вклад этого механизма в оптическое излучение вспышки пренебрежимо мал.

Мюллан [133] получил некоторые заключения о коронах в. з., исходя из оптических наблюдений. Он предположил, что характерное время между симпатическими вспышками определяется временем прохождения магнито-звуковой волны между двумя активными областями на в. з., а квазипериод быстрых колебаний блеска, зарегистрированных Родоно [134] при вспышке HII 2411 — временем прохождения вистлера между такими же областями. Используя известные свойства этих плазменных явлений и модель магнитосферы звезды (см. раздел 3.6), Мюллан заключил, что характерная плотность в коронах в. з. на два порядка величины выше, а температура — несколько раз ниже, чем в солнечной короне.

3.5. Рентгеновское излучение вспышек звезд было предсказано до его открытия, причем ожидаемое жесткое излучение в разных теоретических схемах оценивалось величинами, разнящимися на много порядков [2, 135—140]. Предварительный анализ, основанный на неполных данных о двух вспышках, позволяет лишь утверждать, что отношение энергии рентгеновского излучения к оптическому излучению в звездных вспышках по порядку величины близко к соответствующему отношению в солнечных вспышках, но спектр звездных вспышек в области мягкого и среднего рентгена более жесткий, чем во вспышках на Солнце [66, 141]. Таким образом, можно полагать, что, как и на Солнце, обычно наблюдаемые проявления звездной вспышки в оптическом и радиодиапазонах являются вторичными эффектами, обусловленными очень горячей плазмой, которая возникает при вспышках в верхней атмосфере звезды и непосредственно обнаруживается в рентгеновском излучении вспышки.

3.6. Солнечная активность — прототип вспышечной активности красных карликовых звезд и проблема магнетизма вспыхивающих звезд. Перечисленные выше свойства вспышек звезд типа UV Кита обнаруживают чрезвычайно глубокое сходство с хромосферными вспышками на Солнце. В обоих случаях имеют место скоротечные процессы, локализованные на сравнительно небольших участках поверхности; в обоих случаях возмущения охватывают атмосферу звезды по всей высоте от фотосферы до короны; звездные и солнечные вспышки обнаруживают сходный характер излучения в огромном диапазоне длин волн — от метровых радиоволн до рентгена средних энергий, а в области, где формируется излучение водородных эмиссионных линий, физические условия — плотность и температура газа — оказываются достаточно сходны; важное сходство солнечных и звездных вспышек — это сравнительно небольшие скорости движения вещества, ответственного за оптическое излучение, при одновременном существовании весьма больших скоростей в корональных областях, откуда исходит радиоизлучение вспышек. Солнечные и звездные вспышки возникают в условиях, которые также обнаруживают важные черты сходства: на Солнце и на красных карликовых звездах над сравнительно холодной фотосферой расположена более горячая хромосфера и переходящая в звездный ветер корона, причем и фотосфера, и хромосфера обнаруживают значительную неоднородность поверхностной яркости. Перечисленные аналогии столь существенны и глубоки, что позволяют говорить об идентичности процессов, ответственных за вспышки на Солнце и на рассматриваемых звездах. Единственное существенное различие заключается в том, что регистрируемые на звездах оптические вспышки излучают на $2\div 4$ порядка величины больше энергии, чем солнечные вспышки, и протекают они в среднем несколько быстрее. Эти количественные различия при глубоком качественном сход-

стве выдвигают задачу построения единой физической теории вспышек, и если в начальный период изучения в. з. солнечно-звездная аналогия давала лишь наводящие соображения для понимания процессов на звездах, то теперь можно утверждать, что только та теория солнечных хромосферных вспышек может рассматриваться как достаточно полная и точная, которая при изменении величин входящих в нее существенных параметров может представить и гораздо более мощные и скоротечные звездные вспышки.

Согласно современным представлениям, в конечном счете солнечная активность обусловлена конвективной зоной Солнца. В красных карликовых звездах конвективный перенос является определяющим практически по всей глубине звезды. Поэтому в свете существующих представлений о внутреннем строении звезд, высокая активность этих холодных карликовых объектов не является неожиданной. Но между этими общими представлениями и конкретными процессами, дающими скоротечные вспышки, лежит пока еще цепь гипотез и частных теорий. Одно из важных звеньев этой цепи — представления о решающей роли магнитного поля в явлениях вспышечной активности. Общая картина разнообразных процессов в солнечной атмосфере как результат сложных взаимодействий магнитных полей и плазмы дана в монографии [142]. В частности, там изложена наиболее разработанная модель солнечной вспышки — схема аннигиляции магнитного поля в токовом слое, при которой возникают быстрые частицы и турбулентная плазма, определяющие все разнообразие явлений, связанных со вспышкой; в рамках этой схемы увеличение напряженности магнитного поля дает и большую энергию вспышки — $E \propto H^2$, и меньшее время ее возгорания — $t \propto H^{-1}$ [143]. В другой модели энергию вспышек поставляют альвеновские волны, которые генерируются в сильном магнитном поле пятен [144]. Не ясно, являются ли эти схемы альтернативными, но важно отметить, что в обеих моделях мощные вспышки связываются с сильными локальными магнитными полями. Все эти соображения давно уже породили подозрения, что на звездах типа UV Кита должны существовать сильные магнитные поля.

Однако уверенных измерений магнитных полей в. з. до сих пор не существует. Это объясняется и слабостью в. з., что затрудняет получение спектров с высоким разрешением, и сложностью их спектров, где трудно выбрать неблендированную и чувствительную к магнитному полю линию. Единственная попытка прямых измерений была предпринята Андерсоном, Хартманном и Боппом [145]: они получили Зеемановские спектрограммы области H₁ самой яркой в. з. BY Dra и в фазе, когда пятно располагалось у лимба, нашли существенные различия эмиссионных профилей, соответствующих поляризованным по кругу излучениям разных знаков; если эти различия обусловлены продольным эффектом Зеемана (а не, например, рас-

сеянием в мощных протуберанцах, висящих над пятном), то соответствующее магнитное поле составляет около 40 Kгс . Линии абсорбционного спектра не показали эффекта магнитного поля. Но, во-первых, магнитная чувствительность этих линий такова, что поле в несколько Kгс могло остаться незамеченным; во-вторых, если пятна много холоднее невозмущенной фотосферы, то их магнитные поля могут оказаться в принципе необнаружимыми в суммарном оптическом спектре звезды.

Существует несколько независимых косвенных оценок магнитных полей в. з. При эффективном запутывании силовых линий магнитного поля конвективными движениями, которые на красных карликах имеют место даже при малых оптических глубинах, должно достигаться равенство турбулентного и магнитного давления; исходя из этого условия, Кан [132] оценил в невозмущенной фотосфере звезды UV Cet напряженность поля 900 гс и заключил, что после аннигиляции поля во вспышке оно восстанавливается благодаря интенсивным движениям за несколько часов. Гершберг и Пикельнер [146] оценили магнитное поле в активной области в. з., исходя непосредственно из энергетики вспышек; Бопп и Эванс [94] вычислили магнитные поля пятен, исходя из дефицита излучения в пятнах относительно невозмущенной фотосферы. Ворден [147] предложил батарейный механизм в качестве генератора поля в этих звездах, но последний был подвергнут решительной критике в [148]. Во всех этих исследованиях поле пятен оценивается величиной от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч гаусс.

Систематическое исследование магнетизма в. з. как часть более общей проблемы магнитных полей звезд малых масс проводится Мюллером. В рамках концепции ячеистой конвекции он рассчитал конвективные оболочки звезд в широком диапазоне спектральных классов и сопоставил свойства этих оболочек с наблюдаемой хромосферной активностью звезд [149, 150]. Полагая, что, как и на Солнце, размеры пятен на в. з. зависят от глубины конвективной оболочки, Мюллер [151, 152] нашел, что на звездах YY Gem, BY Dra и CC Eri диаметры пятен могут достигать 50° — 60° , что соответствует наблюдениям. Поскольку у более горячих звезд конвективная зона сравнительно тонка и пятна невелики, они соответствуют магниту высокой мультиплетности и должны располагаться вблизи экватора; при переходе к более холодным звездам глубина конвективной зоны возрастает, увеличиваются размеры пятен, и в общем магнетизме звезды начинают преобладать явления низкой мультиплетности, так что пятна смещаются к полюсам, стремясь в пределе дать простое поле диполя. Поэтому максимальные колебания блеска, обусловленные пятнами, следует ожидать у звезд, которые близки к полностью конвективным: у них уже большие и немногочисленные пятна, но они еще не на слишком высоких широтах, так что вращение звезды еще эффективно модулирует ее блеск. Хотя суще-

ствующая теория внутреннего строения звезд не позволяет определить границу полностью конвективных объектов точнее, чем диапазоном светимости $M_V = 10^m 7 - 12^m 7$ или диапазоном масс $0.2 - 0.3 M_\odot$. Эта концепция в целом согласуется с наблюдениями и дает независимые физические соображения для объяснения сдвига среднего спектра пятнистых звезд в сторону более ранних спектральных классов, дополняющие перечисленные в разделе 2.2 соображения, которые были связаны с селекцией наблюдений.

Мюллан обобщил теорию ячеистой конвекции на случай вертикального магнитного поля и рассчитал модель пятна, в котором весь дефицит излучения уносится альвеновскими волнами, возникающими в пятне при взаимодействии конвективных движений с магнитным полем [152—154]. В рамках этой теории Мюллан построил самосогласованную модель пятна на звезде YY Gem: магнитное поле на поверхности около $20 K_{\text{Гс}}$ и несколько миллионов гаусс — на дне конвективной зоны, температура на поверхности около 1600°K , а уровень максимальной генерации альвеновских волн (который сопоставляется с глубиной депрессии Вилсона на Солнце) составляет около 700 км. Затем Мюллан [155] показал, что поток гидромагнитных волн, генерируемых в пятне, может служить источником самих вспышек. На основе этой гипотезы ему удалось представить некоторые статистические закономерности вспышечной активности звезд, причем к.п.д. ускользающего излучения солнечных и звездных пятен в процессе накопления энергии вспышек оказывается одинаковым.

Исходя из солнечно-звездной аналогии, Мюллан [156] полагает, что звездные пятна с полем $10 \div 30 K_{\text{Гс}}$ должны быть окружены активными областями с полем $5 \div 10 K_{\text{Гс}}$, и в рамках этой гипотезы он получает естественное объяснение ряда известных свойств в. з. Во-первых, гидромагнитные волны над такой активной областью должны возбуждать хромосферу в $10 \div 100$ раз более плотную, чем на Солнце, что и соответствует наблюдениям. Во-вторых, хромосфера над такими областями должна быть в десятки и сотни раз ярче, чем невозмущенная хромосфера, так что наблюдаемое излучение хромосферы звезд есть просто суммарное излучение ее активных областей — и это соответствует наблюдениям. А поскольку активные области хромосферы существуют за счет гидромагнитных волн, энергия которых существенно превосходит энергию акустических волн, то становится понятным обнаруженный Бланко и др. [79] факт, что хромосферная эмиссия в. з. на два порядка величины превосходит ожидаемый поток акустических волн. В-третьих, в отличие от Солнца, где водородная эмиссия в хромосфере контролируется полем излучения, эмиссия водорода гораздо более плотных хромосфер у более холодных звезд контролируется ударными взаимодействиями. Таким образом, появление водородной эмиссии у холодных карликов — это свидетельство плотной хромосферы, и становится понятной тесная связь H_α -эмиссии и вспышечной активности: сильное поле

пятна приводит к вспышкам, а более слабое поле активной области дает плотную хромосферу с водородной эмиссией. В-четвертых, из условия поддержания плотной хромосферы гидромагнитными волнами следует, что в звездной атмосфере над активной областью и в короне скорость альвеновских волн должна быть почти такой же, как на Солнце, что дает физические основания для отождествления близких по времени звездных вспышек с явлением симпатических вспышек на Солнце. Наконец, в рамках этой гипотезы можно, по-видимому, понять и весьма сложные поляризационные свойства в. з. вне вспышек [157], и некоторые чисто фотометрические особенности вспышек [133].

Не все количественные оценки и частные результаты Мюллана представляются бесспорными. Естественный объект для проверки его модели ячеистой конвекции — это Солнце, и здесь существуют трудности в «склеике» с моделями внутреннего строения Солнца вычисленной Мюллано конвективной зоны, которая оказывается в 20 раз тоньше, чем рассчитанная в рамках традиционной теории длины перемешивания [158]. Сомнительно допущение о пропорциональности размера вспышки общей поверхности звезды. Построенная Мюллано модель пятна неоднозначно следует из теории ячеистой конвекции. Тем не менее, основной результат исследований Мюллана представляется весьма убедительным: вспышечная активность присуща карликовым звездам с сильными магнитными полями, поскольку с такими полями связываются и сами вспышки, и сильная хромосфера, и пятна — все основные особенности в. з.

Таким образом, можно утверждать, что в. з. — это магнитные звезды малых масс.

Исследования последних лет обнаружили глубокое сходство активности звезд типа UV Кита в солнечной окрестности и в звездных скоплениях: в обоих случаях оказались подобны и кривые блеска отдельных вспышек [159], и распределения вспышек по светимостям и по энергиям [17, 28], и характер малых колебаний блеска вне вспышек [160], и, по-видимому, особенности излучения в радиодиапазоне [62, 161]. Это обстоятельство дает основание рассматривать и эволюционные свойства всех в. з. в целом, используя обширные звездно-статистические результаты по в. з. в скоплениях (см., например, обзоры [162—164]). Попытка с единой точки зрения рассмотреть основные черты физики и эволюции всех в. з. предпринята в [165], но эти результаты выходят за рамки, ограниченные названием настоящего обзора.

Выражаю глубокую благодарность А. А. Боярчуку, В. П. Гринину и С. А. Каплану, прочитавшим рукопись и сделавшим полезные замечания.

Август 1975 г.

Крымская астрофизическая
обсерватория

FLARE ACTIVITY OF THE UV CET-TYPE STARS

R. E. GERSHBERG

The review of different aspects of the flare activity of red dwarf stars is given. It contains 3 sections: flares, the activity out of flares, and interpretation of flare observations and physical model of flare activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.
2. Г. А. Гурзаян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
3. W. E. Kunkel, *Nature*, 222, 1129, 1969.
4. K. Kodaira, K. Ichimura, S. Nishimura, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 28, 665, 1976.
5. T. J. Moffett, B. W. Vopp, *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 61, 1976.
6. Н. И. Шаховская, *Изв. Крымской обс.*, 50, 84, 1974.
7. С. Н. Лусу, Т. J. Moffett, D. S. Evans, *Ap. J., Suppl. ser.*, 30, 85, 1976.
8. W. E. Kunkel, *Ap. J.*, 161, 503, 1970.
9. S. Cristaldi, M. Rodonò, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 75.
10. T. J. Moffett, *Ap. J., Suppl. ser.*, 29, No. 273, 1974.
11. Н. И. Шаховская, Вспышечная активность красных карликовых звезд в окрестностях Солнца, Диссертация, 1973.
12. B. N. Andersen, B. R. Pettersen, *Astron. Astrophys.*, 41, 459, 1975.
13. R. E. Gershberg, *Astrophys. Space Sci.*, 19, 75, 1972.
14. W. E. Kunkel, *Ap. J., Suppl. ser.*, 25, No. 213, 1973.
15. В. С. Осканян, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 7, 281, 1971.
16. П. Ф. Чугайнов, *Изв. Крымской обс.*, 50, 93, 1974.
17. W. E. Kunkel, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 15.
18. S. Cristaldi, M. Rodonò, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 10, 47, 1973.
19. T. J. Moffett, *IBVS*, No. 977, 1975.
20. В. С. Осканян, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 7, 83, 1971.
21. V. S. Oskanian, V. Yu. Terebizh, *IBVS*, No. 535, 1971.
22. Ф. И. Лукацкая, *Письма АЖ*, 2, 1955, 1976.
23. D. S. Evans, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 93.
24. M. Petit, *IBVS*, No. 430, 1970.
25. G. A. Gurzadyan, *Tonantzintla Tacubaya Bol.*, 6, No. 36, 39, 1971.
26. W. E. Kunkel, *P. A. S. P.*, 82, 1341, 1970.
27. П. Ф. Чугайнов, *Изв. Крымской обс.*, 46, 14, 1972.
28. В. И. Краснобабцев, Р. Е. Гершберг, *Изв. Крымской обс.*, 53, 154, 1975.
29. R. E. Gershberg, N. I. Shakhovskaya, *Nature. Phys. Sci.*, 242, 85, 1973.
30. W. E. Kunkel, *Nature*, 248, 571, 1974.
31. G. Haro, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 65.

32. W. E. Kunkel, Bull. Am. Astron. Soc., 3, 13, 1971.
33. W. E. Kunkel, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 67.
34. A. A. Wachmann, B. Z., 21, 25, 1939.
35. A. H. Joy, M. L. Humason, P. A. S. P., 61, 133, 1949.
36. G. H. Herbig, P. A. S. P., 68, 531, 1956.
37. A. H. Joy, P. A. S. P., 70, 505, 1958.
38. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чурайнов, Астрон. ж., 43, 1168, 1966.
39. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чурайнов, Астрон. ж., 44, 260, 1967.
40. J. L. Greenstein, H. Arp, Astrophys. Lett., 3, 149, 1969.
41. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан, Изв. Крымской обс., 44, 11, 1972.
42. Р. Е. Гершберг, Н. Н. Шаховская, Астрон. ж., 48, 934, 1971.
43. А. Н. Кулапова, Н. Н. Шаховская, Изв. Крымской обс., 48, 31, 1973.
44. T. J. Moffett, B. W. Vorr, Ap. J., 168, L117, 1971.
45. B. W. Vorr, T. J. Moffett, Ap. J., 185, 239, 1973.
45. B. W. Vorr, Ap. J., 193, 389, 1974.
47. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 45, 118, 1972.
49. B. W. Vorr, M. N., 163, 255, 1974.
49. П. Ф. Чурайнов, Изв. Крымской обс., 44, 3, 1972.
50. П. Ф. Чурайнов, Изв. Крымской обс., 51, 110, 1974.
51. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 51, 117, 1974.
52. V. Oskunjun, Publ. Obs. Astron. Beograd, No. 10, 1961.
53. I. S. Bowen, Ann. Report of the Director of Mount Wilson and Palomar Observatories, 1961—1962.
54. A. Kubicek, J. Arsenijevic, Bull. Obs. Astron. Beograd, 28, 1, 3, 1970.
55. Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской, Изв. Крымской обс., 45, 111, 1972.
56. Р. А. Варданян, Астрон. цирку., № 508, 1969.
57. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюраканской обс., 42, 41, 1970.
58. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрон. цирку., № 570, 1970.
59. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрофизика, 7, 303, 1971.
60. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 23, 1975.
61. A. Lovell, Quart. J. R. A. S., 12, 93, 1971.
62. O. B. Slee, C. S. Higgins, Austr. J. Phys., 24, 247, 1971.
63. O. B. Slee, L. H. Solomon, G. E. Patston, Nature, 193, 991, 1953.
64. И. Г. Моисеев, Г. Е. Патстон, А. Х. Соломон, Г. В. Товмасын, Ц. С. Хизинс, П. Ф. Чурайнов, Изв. Крымской обс., 53, 150, 1975.
65. C. S. Higgins, L. H. Solomon, F. M. Bateson, Austr. J. Phys., 21, 725, 1968.
66. J. T. Karpen, C. J. Crannell, R. W. Hobbs, S. R. Muran, T. J. Moffett, D. Bardas, G. W. Clark, D. Hearn, F. K. Li, T. H. Murkert, J. E. McClintock, F. A. Primiti, J. A. Richardson, S. Cristaldi, M. Rodonò, D. A. Galasso, A. Magun, G. J. Nelson, O. B. Slee, P. Ghugainov, Yu. S. Efimov, N. M. Shakhovskoy, M. Viner, V. R. Venugopal, S. Spangler, M. Kundu, D. S. Evans, Ap. J., 216, 473, 1977.
67. B. Lovell, Nature, 222, 1126, 1969.
68. B. Lovell, L. N. Mavridis, M. E. Contadakis, Nature, 250, 124, 1974.
69. J. C. Webber, K. M. Yoss, D. Deming, K. S. Yang, R. F. Green, P. A. S. P., 85, 739, 1973.
70. S. R. Spangler, S. D. Shawhan, J. M. Funkin, Ap. J., 190, L129, 1974; Bull. Am. Astron. Soc., 7, 235, 1975.

71. *S. R. Spangler, J. M. Rankin, S. D. Shawhan*, *Ap. J.*, 194, L43, 1974; *Bull. Am. Astron. Soc.*, 7, 235, 1975.
72. *S. R. Spangler, T. J. Moffett*, *Ap. J.*, 203, 497, 1976.
73. *J. Helse, A. C. Brinkman, J. Schrijver, R. Mewe, E. Gronenschild, A. den Boggende, J. Grindlay, H. Schnopper, E. Schreier, H. Gursky, D. Parsignault*, *IAU Circ.* No. 2731, 1974.
74. *J. Helse, A. C. Brinkman, J. Schrijver, R. Mewe, E. Gronenschild, A. den Boggende, J. Grindlay*, *Ap. J.*, 202, L. 73, 1975.
75. *Е. А. Карицкая*, *Астрон. цирку.*, № 810, 1974; *Астрон. ж.*, 52, 189, 1975.
76. *W. Haupt, W. Schlosser*, *Astron. Astrophys.*, 37, 219, 1974.
77. *Н. И. Шаховская*, *Изв. Крымской обс.*, 51, 92, 1974.
78. *B. R. Pettersen*, *Astron. Astrophys.*, 41, 87, 113, 1975.
79. *C. Blanco, S. Catalano, E. Marilli, M. Rodonó*, *Astron. Astrophys.*, 33, 257, 1974.
80. *O. C. Wilson*, *P. A. S. P.*, 73, 15, 1961.
81. *O. Struve, V. Zeberg*, *Ap. J.*, 130, 783, 1959.
82. *Р. Е. Гершберг*, *Астрофизика*, 6, 191, 1970.
83. *Н. И. Шаховская*, *Изв. Крымской обс.*, 45, 124, 1972.
84. *Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская*, *Изв. Крымской обс.*, 49, 73, 1973.
85. *B. W. Vorp, M. N.*, 166, 79, 1974.
86. *Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль*, *Изв. Крымской обс.*, 50, 122, 1974.
87. *Р. Е. Гершберг*, *Астрон. ж.*, 51, 552, 1974.
88. *G. E. Kron, A. J.*, 55, 69, 1950; *Ap. J.*, 115, 301, 1952.
89. *P. F. Chugatnov*, *IBVS*, No. 122, 1966.
90. *W. Krzeminski, K. P. Kraft, A. J.*, 72, 307, 1967.
91. *W. Krzeminski*, in "Low-luminosity Stars", ed. S. S. Kumar, Gordon & Breach, London, 1969, p. 57.
92. *C. A. O. Torres, S. Ferraz Mello*, *Astron. Astrophys.*, 27, 231, 1973.
93. *П. Ф. Чукайнов*, *Изв. Крымской обс.*, 48, 3, 1973.
94. *B. W. Vorp, D. S. Evans, M. N.*, 164, 343, 1973.
95. *D. S. Evans, M. N.*, 154, 329, 1971.
96. *S. S. Vogt, Ap. J.*, 199, 418, 1975.
97. *D. H. Martins, P. A. S. P.*, 87, 163, 1975.
98. *П. Ф. Чукайнов*, *Изв. Крымской обс.*, 52, 3, 1974.
99. *П. Ф. Чукайнов*, *Изв. Крымской обс.*, 54, 85, 1976.
100. *C. Friedemann, J. Gürtler*, *Astron. Nachr.*, 296, No. 3, 125, 1975.
101. *J. D. Fix, S. R. Spangler, Ap. J.*, 205, L 163, 1976.
102. *E. B. Jensen, S. P. Worden, G. L. Grasdalén, P. A. S. P.*, 86, 601, 1974.
103. *S. R. Spangler, S. D. Shawhan, Ap. J.*, 205, 472, 1976.
104. *R. J. Pfeiffer, R. H. Koch, IBVS*, No. 780, 1973.
105. *V. Tsikoudi, H. Hudson, Astron. Astrophys.*, 44, 273, 1975.
106. *T. J. Moffett, M. N.*, 164, 11, 1973.
107. *К. Г. Гаспарин*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 49, 33, 1976.
108. *K. C. Gordon, G. E. Kron, P. A. S. P.*, 61, 210, 1949.
109. *K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe*, *Tokyo Astron. Bull.*, No. 180, 188, 1968.
110. *Н. И. Шаховская*, *Изв. Крымской обс.*, 47, 111, 1973.
111. *M. Rodonó*, Preprint, 1976.

112. *M. Rodonó*, Proc. Symp. No. 71, Praha, 1975.
113. *A. D. Andrews*, Irish Astron. J., 7, No. 1, 20, 1965.
114. *G. Ferland, B. W. Bopp*, P. A. S. P., 88, 451, 1976.
115. *Z. Švestka*, Solar Phys., 13, 471, 1970.
116. *H. S. Hudson*, Solar Phys., 24, 414, 1972.
117. *P. Cortellessa, C. Paizis*, Solar Phys., 42, 421, 1975.
118. *А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский*, Астрофиз. исследования, 3, 101, 1971.
119. *Р. Е. Гершберг*, Изв. Крымской обс., 46, 59, 1972.
120. *А. А. Коровяковская*, Астрофизика, 8, 247, 1972.
121. *V. S. Oskanian*, Proc. of the 4th Colloquium on Variable Stars, Budapest, 1968, p. 131.
122. *T. J. Moffett*, Bull. Am. Astron. Soc., 5, 399, 1973.
123. *L. A. Pustyl'nik*, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 100.
124. *T. J. Moffett*, Nature, Phys. Sci., 240, 41, 1972.
125. *Г. Г. Шевченко*, Астрон. циркул., № 792, 1973.
126. *T. R. Flesch, J. P. Oliver*, Ap. J., 189, L 127, 1974.
127. *B. N. Andersen*, IBVS, No. 1084, 1976.
128. *В. П. Гринин*, Изв. Крымской обс., 48, 58, 1973; 55, 179, 1976.
129. *S. Cristaldi, G. Godoli, M. Nurbone, M. Rodonó*, Proc. of the 4th Colloquium on Variable Stars, Budapest, 1968, p. 149.
130. *P. F. Chugatnov, R. J. Havlen, B. E. Westerlund, R. E. White*, IBVS, No. 343, 1969.
131. *F. D. Kahn*, Nature, 222, 1130, 1969.
132. *F. D. Kahn*, Nature, 250, 125, 1974.
133. *D. J. Mullan*, Ap. J., 204, 530, 1976; 206, 672, 1976.
134. *M. Rodonó*, Astron. Astrophys., 32, 337, 1974.
135. *C. J. Crannell, T. H. Markert, T. J. Moffett, S. R. Spangler*, Proc. of the 14th Intern. Cosmic Ray Conference, München, 1, OG-section, August, 1975.
136. *J. E. Grindlay*, Ap. J., 162, 187, 1970.
137. *P. J. Edwards*, Nature, Phys. Sci., 234, 75, 1971.
138. *G. Cavallo, H. Horstman*, Nature, Phys. Sci., 235, 110, 1972.
139. *S. Kahler, S. Shulman*, Nature, Phys. Sci., 237, 101, 1972.
140. *C. J. Crannell, J. E. McClintock, T. J. Moffett*, Nature, 252, 659, 1974.
141. *R. E. Gershberg, N. I. Shukhovskaya*, Astrophys. Space Sci., 44, 463, 1976.
142. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович*, Физика плазмы солнечной атмосферы, Наука, М., 1977.
143. *С. Н. Сыроватский*, Письма АЖ, 2, № 1, 35, 1976.
144. *J. H. Piddington*, Solar Phys., 31, 229, 1973.
145. *C. M. Anderson, L. W. Hurtmann, B. W. Bopp*, Ap. J., 204, L 51, 1976.
146. *R. E. Gershberg, S. B. Pikel'ner*, Comm. Astrophys. Space Phys., 4, 113, 1972.
147. *S. P. Worden*, P. A. S. P., 86, 595, 1974.
148. *D. J. Mullan*, P. A. S. P., 87, 455, 1975.
149. *D. J. Mullan*, M. N., 154, 457, 1971.
150. *D. J. Mullan*, Astrophys. Lett., 12, 13, 1972.
151. *D. J. Mullan*, Ap. J., 186, 1059, 1 73.
152. *D. J. Mullan*, Ap. J., 192, 149, 1 74.
153. *D. J. Mullan*, Solar Phys., 40, 75, 1973.

154. *D. J. Mullan*, *Ap. J.*, 187, 621, 1974.
155. *D. J. Mullan*, *Ap. J.*, 200, 641, 1975.
156. *D. J. Mullan*, *Astron. Astrophys.*, 40, 41, 1975.
157. *D. J. Mullan*, *R. A. Bell*, *Ap. J.*, 204, 818, 1976.
158. *H. C. Spruit*, *Solar Phys.*, 34, 277, 1974.
159. *M. Rodonò*, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co., Holland, 1975, p. 69.
160. *E. L. Robinson*, *R. P. Kraft*, *A. J.*, 79, 698, 1974.
161. *H. M. Tovmassian*, *G. Haro*, *J. C. Webber*, *G. W. Swenson*, *K. S. Yang*, *K. M. Yoss*, *D. Deming*, *R. F. Green*, *Астрофизика*, 10, 337, 1974.
162. *G. Haro*, *E. Chavira*, *Vistas in Astronomy*, 8, 89, 1965.
163. *V. A. Ambartsumian*, *L. V. Mirzoyan*, in "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V. Sherwood and L. Plaut, D. Reidel Publ. Co., Holland, 1975, p. 3.
164. *G. Haro*, *Bol. Inst. Tonantsintla*, 2, 3, 1976.
165. *Р. Е. Гершберг*, *Переменные звезды* (в печати).

C O N T E N T S

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XI	
<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	397
THE LUMINOSITY FUNCTION OF THE CLUSTER OF GALAXIES A 2634	
<i>A. G. Eghikyan, A. T. Kulloghlian</i>	405
SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXY NGC 6306	
<i>M. A. Kuzarian, E. Ye. Khachikyan</i>	415
EMISSION LINE INTENSITY DEPENDENCE OF SEYFERT GALAXIES UPON COLOUR INDEX	
<i>M. A. Arakelian</i>	427
SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NONSTABLE STARS. III. THE SPECTRUM OF FG SAGITTAE IN 1968-73	
<i>D. Chalonge, L. Dtvian, L. V. Mirzoyan</i>	437
SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF FAST IRREGULAR VARIABLES. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori AND WW Vul—RESULTS OF U. B, V, J, H, K, L PHOTOMETRY	
<i>E. A. Kolottlov, G. V. Zajtsevu, V. I. Shenavrtin</i>	449
THE PRESENCE OF π^- -MESONS IN HEAVY ATOMIC NUCLEI	
<i>L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakyan</i>	463
ON THE STABLE STATE OF COLD MATTER WITH INFROSSSED MAGNETIC FIELD BY DENSITIES LESSER NUCLEAR .	
<i>W. S. Sekepchitski, G. A. Shulman</i>	473
ANGULAR VELOCITY DISTRIBUTION IN THE STAR WHICH IS A COMPONENT OF CLOSE BINARY SYSTEM AND HAS A FAST ROTATING CORE	
<i>V. G. Gorbatsky</i>	485
THE BROADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING. II. THE PURE ABSORPTION IN LINE	
<i>V. G. Vedmich</i>	493
ON THE STANDARD PROBLEM OF THE THEORY OF RADIATION TRANSFER	
<i>V. V. Ivanov</i>	505
ON THE CALCULATION OF THE POPULATION OF 2S LEVEL OF THE HYDROGEN ATOM IN THE PLASMA MEDIUM	
<i>E. B. Kleiman, I. M. Ojringel</i>	517
DECREMENT OF RADIOLINE SERIES WITH HIGH QUANTUM NUMBERS	
<i>S. A. Kaplan, V. V. Kuoltnich</i>	523
SELSIMILAR FLOW FOR ACCRETION WITH A SPHERICAL SYMMETRY TAKING ACCOUNT THE PRESSURE GRADIENT	
<i>Ya. M. Kuzhdan, A. Ye. Lutsky</i>	535
NOTES	
ON DISTRIBUTION OF COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES AND RADIOSOURCES	
<i>V. A. Sanamian, E. A. Arutyunian</i>	543
ON THE METALLICITY FUNCTION OF GLOBULAR CLUSTERS	
<i>E. A. Elgenson</i>	545
REWEWS	
M. N. OZISIK, RADIATIVE TRANSFER AND INTERACTIONS WITH CONDUCTION AND CONVECTION	
<i>V. V. Ivanov</i>	549
FLARE ACTIVITY OF THE UV CET-TYPE STARS	
<i>R. E. Gershberg</i>	563