

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

UBV—ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ <i>О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян</i>	565
НОВЫЕ H _α -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТЕЙ IC 5068—70 И NGC 7000 <i>М. К. Цветков</i>	579
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВУХ „УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ“ ЗВЕЗД, ОБНАРУЖЕННЫХ „ОРИОНОМ-2“ <i>Г. А. Гурьядян, Дж. Б. Оганесян</i>	585
ЗАТМЕННОСТЬ СИСТЕМА V444 CYG (WN5+O6) В СВЕТЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ H _α II 4686, (H _α II+H _β) 6563, NIV 7212 <i>Х. Ф. Халиуллин, А. М. Черспащук</i>	593
О ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ТУМАННОСТИ NGC 2359 <i>И. Ф. Малов, В. С. Артюх, В. М. Малофеев</i>	609
ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III. ГАЛАКТИКИ № 11, 12 И 13 <i>Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллозян</i>	617
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ <i>В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терабит</i>	631
ЗАТМЕНИЕ ТРЕХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА ЛУНОЮ НА ЧАСТОТЕ 327 МГц <i>В. А. Самаян, Гопал-Кришна</i>	637
О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК <i>В. А. Гаген-Торн</i>	643
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК В ЯГЕЛЛОНСКОЙ ПЛОЩАДКЕ <i>Л. М. Феенко</i>	651
КВАЗИАСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ. I. КОНСЕРВАТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ <i>М. А. Мнацаканян</i>	659
КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ПУЛЬСАРОВ <i>Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц</i>	679
ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ПЛОСКОГО ОДНОРОДНОГО СЛОЯ <i>Р. М. Авакян, Я. Горский</i>	689
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ ЗС 273 И ЗС 279 НА ЧАСТОТЕ 408 МГц <i>В. Г. Малумян, В. А. Самаян</i>	699
ОБЗОРЫ	
МОДЕЛИ АТМОСФЕР НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД <i>А. С. Любимков</i>	703

Е Р Е В А Н

Խ Վ Ր Պ Ա Ղ Ր Տ Կ Ի Մ Ե Կ Ո Ղ Ե Գ Ի Պ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելիդովիչ, Հ. Մ. Փոլվմասյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե.
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկ

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Колылов, Б. Е. Маркрян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев, 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 Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանրն է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղալայակիկայի աստղադինամիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամանակից բնագավառների դժով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդագրերը 1 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Մայրագոյնատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծղուրնաղոնայա կնիգա» զործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБЬ, 1975

ВЫПУСК 4

УВУ-ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

О. С. ЧАВУШЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНИ

Получила 30 июня 1975

Приведены результаты УВУ-фотометрии 283 вспыхивающих звезд и минимуме блеска в области Плеяд.

Разработан и применен новый метод учета влияния фона при фотографической УВУ-фотометрии с ирисовым микрофотометром.

Полученные данные показывают, что вспыхивающие звезды Плеяд расположены по обе стороны главной последовательности на диаграмме цвет—светимость ($V, B-V$), а на диаграмме ($U-B, B-V$) расположены, главным образом, выше главной последовательности.

Введение. В последние годы вспыхивающие звезды в скоплениях привлекают внимание многих исследователей. Интерес особенно возрос после того, как В. А. Амбарцумян статистически показал, что почти все звезды в скоплении Плеяды слабее $M_V = 13,3$ должны быть вспыхивающими [1]. Вывод об обилии вспыхивающих звезд среди карликовых звезд Плеяд был подтвержден в последующих работах [2—5].

В настоящее время в области Плеяд известно около 450 вспыхивающих звезд, большинство которых принадлежит скоплению. Для изучения природы этих звезд, а также для проблем эволюции звезд большое значение имеют их диаграмма цвет—светимость и двухцветная диаграмма ($U-B, B-V$).

Первые систематические фотографические исследования звезд в Плеядах были выполнены Бинниндейком [6] и Герцшпрунгом и др. [7]. Цвет большого количества звезд, в системе (UBV), фотографическим и фотометрическим методами определены Джонсоном и Митчеллом [8], Ахмедом, Лоуренсом и Реддишем [9] и Ириарте [10—12]. Однако в вышеуказанных работах содержатся лишь несколько десятков известных вспыхивающих звезд.

Настоящая работа посвящена UVV-фотографической фотометрии вспыхивающих звезд в Плеядах.

Наблюдательный материал. Весь наблюдательный материал нами получен на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Снимки в V-лучах получены на пластинках Kodak 103aD через светофильтр GG11, а в В- и U-лучах на пластинках Kodak 103aO, через светофильтры GG13 и UC2, соответственно. Данные об этих наблюдениях приведены в табл. 1.

Таблица 1
НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

№ пластины	Дата (UT)	Эмульсия	Фильтр	Экспозиция (мин)
1	6.02.1973	Kodak 103aD	GG 11	15
2	6.02.1973	"	"	15
3	23.12.1973	"	"	15
4	25.01.1974	"	"	5
5	25.01.1974	"	"	5
6	28.01.1973	Kodak 103aO	GG 13	10
7	4.02.1973	"	"	10
8	25.01.1974	"	"	5
9	25.01.1974	"	"	5
10	2.02.1973	"	UG 2	30
11	2.02.1973	"	"	30
12	3.02.1973	"	"	30
13	25.01.1974	"	"	30

Обработка наблюдений. Все фотометрические измерения осуществлены ирисовым микрофотометром типа «Askania» Бюраканской обсерватории. В качестве стандартных звезд были использованы звезды из фотоэлектрического исследования Джонсона и Митчелла [8]. Помимо этого была произведена фотографическая привязка исследованных звезд к стандартам шарового скопления NGC 2158 [13].

При фотометрии звезд в Плеядах возникает трудность, связанная с учетом чрезвычайно неоднородного фона. Существующие методы учета фона Пурбосенвойн и Аргю [14, 15] при использовании ирисовых фотометров являются слишком трудоемкими и требуют больших затрат времени, а формула Уинера для учета фона при больших различиях последнего неприемлима [16]. В основе разработанного нами и использованного в настоящей работе метода лежит введение при измерениях снимков на ирисовом

фотометре искусственного фона и исследование влияния различий этого фона на результаты измерений.

Для построения характеристических кривых опорные звезды были выбраны в участках с одинаковым фоном, вне туманности и вдали от ярких звезд. На каждой пластинке они измерялись по несколько раз, сперва без, а потом с нейтральными светофильтрами, которые ставились после пластинки сразу перед модулятором ирисового микрофотометра.

Исследование характеристических кривых, получаемых различными нейтральными светофильтрами, показало, что наложение добавочного фона вызывает непараллельный сдвиг характеристической кривой, при этом воздействие наложенного фона более ощутимо у слабых звезд.

Многочисленные измерения для разных пластинок в (UBV) показали, что имеет место следующее соотношение.

$$\frac{D_{1k} - D_{0k}}{\bar{d}_1 - \bar{d}_0} \approx \frac{D_{2k} - D_{0k}}{\bar{d}_2 - \bar{d}_0} \approx \dots \frac{D_{nk} - D_{0k}}{\bar{d}_n - \bar{d}_0} = K(D_{0k}), \quad (1)$$

где \bar{d}_0 — средний отсчет фона ирисовой диафрагмы вокруг опорных звезд, D_{0k} — отсчет k -той звезды без светофильтра, \bar{d}_n и D_{nk} — соответствующие отсчеты при измерении n -ым светофильтром, а $K(D_{0k})$ — величина, зависящая от D_{0k} .

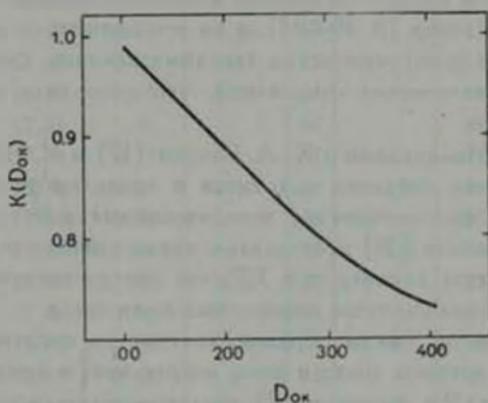


Рис. 1. Функция $K(D_{0k})$.

На рис. 1 показана зависимость $K(D_{0k})$ от D_{0k} . Как видно, с уменьшением D_{0k} функция $K(D_{0k})$ стремится к единице в случае слабых звезд, а в случае ярких звезд меньше единицы, так как $m \sim 1/D$.

Предполагая одинаковое воздействие искусственно наложенного и природного фонов на негатив и принимая во внимание соотношение (1), полу-

чаем ряд формул для приведения отсчетов ирисового микрофотометра к среднему стандартному фону:

$$\begin{aligned} D_{k1} &= D_k + (\bar{d}_k - \bar{d}_0) \\ D_{k2} &= D_k + K(D_{k1})[\bar{d}_k - \bar{d}_0] \\ &\dots \dots \dots \\ D_{kn} &= D_k + K(D_{k, n-1})[\bar{d}_k - \bar{d}_0], \end{aligned} \quad (2)$$

где \bar{d}_k — по-прежнему, отсчет для среднего стандартного фона, D_k и d_k соответственно: отсчеты для k -той звезды и среднего фона вокруг звезды, а D_{kn} — отсчет звезды, приведенный к среднему стандартному фону n -ым приближением.

Результаты измерения показывают, что можно ограничиваться третьим приближением, так как величины D_{kn} довольно быстро сходятся.

Обработка измерений была выполнена с помощью ЭВМ «Наири-2» Бюраканской астрофизической обсерватории.

Многочисленные контрольные измерения звезд, находящихся в областях более плотного фона, чем фон вокруг опорных звезд, показали, что точность измерений для звезд с известными цветами из [8, 10—12] является удовлетворительной.

Рис. 2, где на оси абсцисс отложены фотоэлектрические звездные величины контрольных звезд [8, 10—12], а на оси ординат — разности этих и определенных нами фотографических звездных величин, свидетельствует об отсутствии систематических отклонений, что позволило нам обойтись без цветовых поправок.

В работах Р. Г. Мнацаканян и К. А. Свакян [17] и И. Яковича [18], показано, что цветовые поправки находятся в пределах фотометрических ошибок (телескоп и фотоматериалы, использованные в этих работах, те же, что и у нас). В работе [18] исследованы также ошибки поля телескопа в области вокруг центра диаметром в $3.3''$, где оно достаточно однородно. Здесь и расположено большинство измеренных нами звезд.

Предлагаемый метод, таким образом, состоит из следующих этапов: сначала измеряются отсчеты звезд и фона вокруг них, а затем с помощью функции $K(D_{kn})$ рис. 1 и формулы (2) последовательным приближением отыскивается нужный отсчет, соответствующий стандартному фону. Полученные результаты показывают, что он является приемлемым при фотометрии звезд, расположенных в областях с неоднородным фоном, как, например, в случае Плеяд.

Результаты UVV-фотометрии вспыхающих звезд. В табл. 2 приведены полученные результаты: в первом столбце номер звезды по единице

Таблица 2

№	III	V	B-V	U-B	№	III	V	B-V	U-B
1		12.50	1.62	1.06	42	230	14.25	1.34	1.18
2		17.05	1.79		43		18.29	0.95	
3		15.89	1.72	0.94	44	500	16.75	0.51	0.26
4		18.33	0.46		45	590	14.27	1.45	1.01
6		18.58	0.64		46	793	14.27	1.64	1.27
7	191	14.49	1.56	1.13	47	vM6	16.27	1.37	0.97
8	357	13.37	1.45	1.26	48	1061	14.22	1.33	1.00
9		16.30	1.57		49		18.02	1.08	
10		15.48	1.41	1.11	50		18.46	0.75	
11		17.98	1.20		51	1827	14.93	1.57	1.36
12		16.02	1.61	0.93	53		17.58	0.56	0.15
13	686	13.50	1.34	1.36	54		18.18	1.06	
14	606	15.26	1.73	1.26	55	2411	14.09	1.80	0.99
15	vM16	16.60	1.58	0.61	56	2601	15.06	1.61	0.95
16	1286	15.09	1.03	0.62	57	2879	15.30	0.37	0.57
17	1306	13.38	1.53	1.18	60		16.05	1.64	1.30
18		14.69	1.58	1.07	61		14.31	1.42	1.09
19	1531	13.44	1.31	0.96	62		15.27	1.30	1.38
21	1653	13.55	1.20	1.11	63		16.45	1.24	0.60
22		16.25	1.05	1.05	64		16.07	1.56	1.03
23		17.31	1.46		66		17.99	1.26	
24		17.74	1.77		67		17.99	0.99	
25		13.88	1.50	0.60	68	134	14.27	1.68	1.03
26		17.84	1.34		69		16.45	1.52	0.63
27		17.37	1.26		70	212	14.38	1.56	1.29
28		16.85	1.07	0.66	71		15.57	1.67	1.13
29		17.08	1.31		72		17.40	1.64	
30	3030	13.96	1.50	1.15	73	335	13.70	1.35	1.00
32		18.57	0.83		74		15.60	1.68	1.04
34		16.65	1.46		75		13.72	1.32	1.34
35		14.16	1.42	1.11	77		18.17	1.06	
36		16.01	1.12	1.32	78		17.29	0.32	0.39
37		19.03			79		15.19	1.57	1.07
38		16.32	0.41	0.12	80	1069	13.49	1.77	1.45
39		15.66	1.68	0.96	81	1173	15.28	1.56	1.43
40		16.80	1.29	0.78	82		15.99	1.67	0.67
41		15.53	1.51	1.10	83		15.33	1.64	0.82

Таблица 2 (продолжение)

№	НП	V	B-V	U-V	№	НП	V	B-V	U-V
84	1785	14.32	1.31	1.40	127		14.88	1.41	1.04
86		15.64	1.68	0.74	131	924	16.04	1.27	0.84
87		14.41	1.67	0.96	132		17.68	1.40	
88	2193	14.31	1.36	1.27	134		16.57	0.73	0.34
89		16.05	1.65	0.66	135		16.36	1.47	0.82
90		16.80	1.45		138		16.87	1.47	0.71
91		14.16	1.50	0.98	139		16.89	1.56	0.40
92		16.63	1.13		140	1547	15.97	0.75	0.41
93	2692	15.57	1.84	1.29	142		17.03	1.29	0.52
95		14.78	1.54	1.14	143		16.44	1.50	0.92
96		17.59	1.34		144		15.17	1.21	0.87
97		17.80	1.00		145		18.85	0.75	
98		18.35	1.00		149	146	14.51	1.54	1.26
99		14.96	1.40	1.12	151	1103	14.83	1.66	1.29
100		14.91	1.44	1.26	156		16.20	1.59	0.57
101		16.70	1.66	0.45	157		15.28	1.68	0.97
102		17.63	1.19	0.37	158		17.04	1.58	
103		14.98	1.61	1.07	160	347	13.93	1.48	1.17
105		13.07	0.97	0.58	162	676	13.66	1.34	1.29
106		16.84	1.55	0.75	165	2588	13.12	1.23	0.84
107	2208	16.50	0.90	0.73	166	2908	13.48	1.05	0.85
108		13.19	1.41	0.96	167		17.71	1.25	
109	2427	13.73	1.73	0.99	168		17.79	1.10	
110	3019	13.50	1.24	1.00	170		16.43	0.81	0.34
111	3104	13.45	1.33	1.08	171	3133	15.62	1.01	0.75
112		16.24	1.51	1.13	172		17.22	1.40	
113	624	15.52	1.34	1.14	173		15.25	1.47	1.15
114		17.37	1.25		174		17.97	1.11	
115		15.50	1.63	0.75	175		16.80	0.16	-0.01
116		17.45	1.24		176		17.30	1.40	
118		16.07	1.83	0.64	178		16.03	1.42	1.25
119		18.38	0.94		179		17.00	1.27	
120		17.62	1.30		180		16.64	1.55	
121		17.91	1.34	-0.22	181		16.47	1.66	
122		17.69	1.23		182		18.11	1.05	
123		16.03	1.07	0.68	183		18.17	0.25	0.44
125		18.63	0.56		184		17.62	0.72	0.60

Таблица 2 (продолжение)

№	НII	V	B - V	U - B	№	НII	V	B - V	U - B
185		18.74	1.05		234		17.21	0.72	0.12
186		17.98	1.64		236		18.77	0.31	
187		15.50	1.58	1.20	237		16.71	0.26	-0.09
188		17.32	1.28		238		16.48	1.72	0.82
192		19.02			239		15.46	1.78	1.00
193		16.23	0.62	0.48	240		16.40	1.63	0.73
194		17.74	1.26		242		17.59	1.29	
195	10'4	14.48	1.59	1.11	243	566	14.44	1.41	1.28
196		16.58	1.37		244	1128	16.21	0.38	0.22
197		15.37	1.51	1.32	245		17.65	1.15	
201	1172	15.36	1.59	1.14	246		18.11	1.15	
201		17.90	0.55	0.06	248		16.44	1.57	0.84
202		18.03	1.09		249		17.56	1.18	
203		17.20	1.33		250		15.80	1.35	1.19
205		17.89	1.15		251		17.44	0.69	0.67
206	1038	15.47	1.16	0.66	252		18.03	0.39	0.13
207		16.96	1.39	0.37	253		17.18	0.25	0.01
208		18.06	0.99		254		17.26	0.92	0.77
210		17.42	1.45		255		18.27	0.92	
211		17.28	1.17		256		14.58	1.35	1.14
212	1029	14.28	1.32	1.10	257		18.17	0.95	
213		16.78	1.65	0.60	258		17.20	0.75	0.30
214		17.95	1.24		259		17.16	0.17	0.26
215		15.93	0.63	0.88	260		15.57	1.78	1.33
216		17.27	1.22		261		17.59	0.86	
219		16.28	1.31	0.69	262		17.19	0.78	1.04
220	289	16.09	0.91	0.33	263		17.77	0.28	0.52
222		14.87	1.15	0.59	264		17.47	0.41	0.01
223		16.81	0.47		265		18.15	0.91	
224		13.61	0.55	0.41	266		15.96	0.61	0.27
225		18.28	0.75		267		16.42	0.75	0.47
227		17.92	0.23	0.02	268		15.74	0.92	0.52
228		16.07	0.81	0.81	269		15.91	0.75	0.28
229		18.00	0.20	0.08	270	1532	13.85	1.29	1.05
230		14.78	0.23	0.00	271	1485	11.26	1.41	1.22
231		17.80	0.55	0.78	272	2662	14.72	0.46	0.14
232		17.26	0.53	0.06	273		17.15	0.51	0.52

Таблица 2 (продолжение)

№	III	V	B-V	U-B	№	III	V	B-V	U-B
274		17.51	1.34		358	1305	13.43	1.28	0.96
277		14.75	0.48	-0.27	359		17.31	1.09	0.72
278		17.07	1.58		360		16.52	1.79	
279		17.99	1.03		361		17.85	1.24	
280		15.14	1.51	1.17	362		18.37	0.74	
282		15.77	0.66	0.09	363		16.11	1.90	0.99
284		18.48	0.93		364		18.12	1.46	
288		16.65	0.42	0.53	365		18.09	1.44	
289		14.46	1.35	1.27	367		16.50	1.62	
290	2892	16.21	0.69	-0.06	369		17.11	1.37	0.61
292		16.37	1.65	0.90	370		17.48	1.02	0.58
294	2591	13.30	1.17	1.00	371		16.10	1.15	1.25
295	3065	12.98	1.37	1.23	373		17.72	1.43	
296		17.97	0.16	0.46	375		15.51	1.58	0.94
297		16.69	1.49		384		14.47	1.49	1.16
302	324	12.98	1.12	0.87	397	133	14.30	1.29	1.30
310		16.72	1.47	0.74	401	1100	12.20	1.15	0.74
311	979	16.45	0.44	0.97	402	1111	14.08	1.28	1.24
316	2034	12.51	1.03	0.71	403	1335	14.30	1.94	1.01
326		17.35	0.83		409	2244	12.77	1.00	0.60
329	628	14.29	0.62	0.47	413	3063	13.58	1.00	1.00
331	1009	15.99	1.03	0.15	414		16.54	0.57	0.07
334	1280	14.59	1.69	0.98	415		16.66	1.42	
335	1324	15.37	1.57	1.19	417		17.61	0.77	
343		19.02			418		18.84	0.54	
344		18.38	0.90		419	1268	14.10	1.39	1.18
347	1491	16.46	0.50	0.20	422		17.55	1.58	
351		17.88	1.11		424		17.22	1.57	
352		17.81	1.20		427		12.99	1.00	0.71
354		17.62	1.15		429		16.99	1.25	
357		18.48	0.93						

нумерации вспышкающих звезд, начатой Аро [19], во втором — номер по Герцшпрунгу, а в последующих — звездная величина V и показатели цвета $(B-V)$ и $(U-B)$. Среднеквадратичные ошибки определения звездных величин равны: $\sigma_V = \pm 0.07$, $\sigma_B = \pm 0.10$, $\sigma_U = \pm 0.11$, соответственно.

В табл. 3 приведены среднеквадратичные ошибки в зависимости от звездных величин.

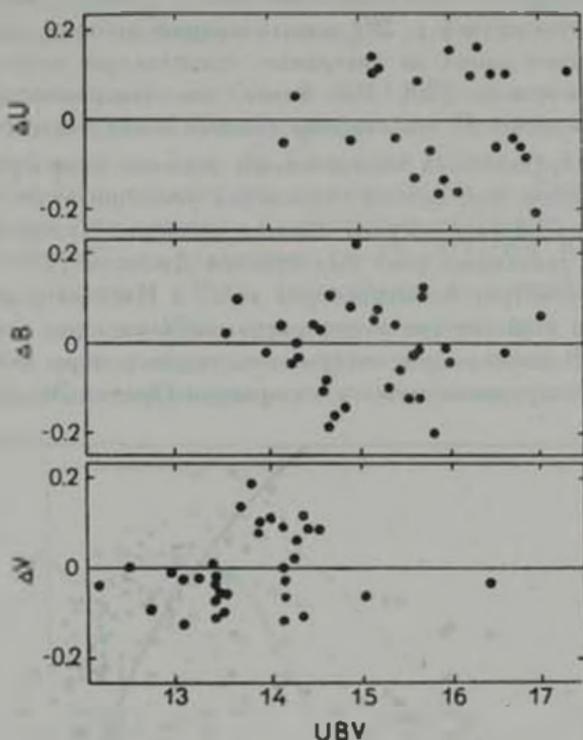


Рис. 2. Зависимости ΔU , ΔB , ΔV от фотометрических звездных величин U, B, V.

Таблица 3

Интервал UBV	σ_V	σ_B	σ_U	Число звезд		
				V	B	U
12-13	0.08			7		
13-14	0.09	0.09		24	5	
14-15	0.10	0.11	0.11	40	17	8
15-16	0.12	0.13	0.12	40	35	16
16-17	0.13	0.15	0.16	64	48	35
17-18	0.15	0.19	0.21	73	55	53
18-19	0.17	0.23	0.23	32	75	64
19-20	0.22	0.21	0.31	3	45	13

Примечание. При фотометрии нами были отмечены вспышки двух известных вспыхивающих звезд № 244 и № 267 в В-лучах с амплитудами 1.6^m и 1.0^m соответственно.

Диаграмма цвет—светимость вспыхивающих звезд. Диаграмма цвет—светимость, относящаяся к 280 вспыхивающим звездам, представлена на рис. 3. Сплошная линия на диаграмме представляет начальную главную последовательность по [20]. Как видно из диаграммы, вспыхивающие звезды расположены по обе стороны главной последовательности. Звезды с $V \geq 16^m$ распределяются определенным образом ниже главной последовательности, но не все, причем отклонения увеличиваются в сторону слабых звезд. На этот факт впервые обратил внимание Хербиг в 1962 г. [21]. Впоследствии указанный факт был отмечен Джоисом [22]. Наши результаты UVV-фотометрии вспыхивающих звезд в Плеядах подтверждают существование в этой системе звезд, расположенных ниже главной последовательности. Вспыхивающие звезды, находящиеся ниже главной последовательности обнаружены также в ассоциации Ориона Эндрюсом [23, 24].

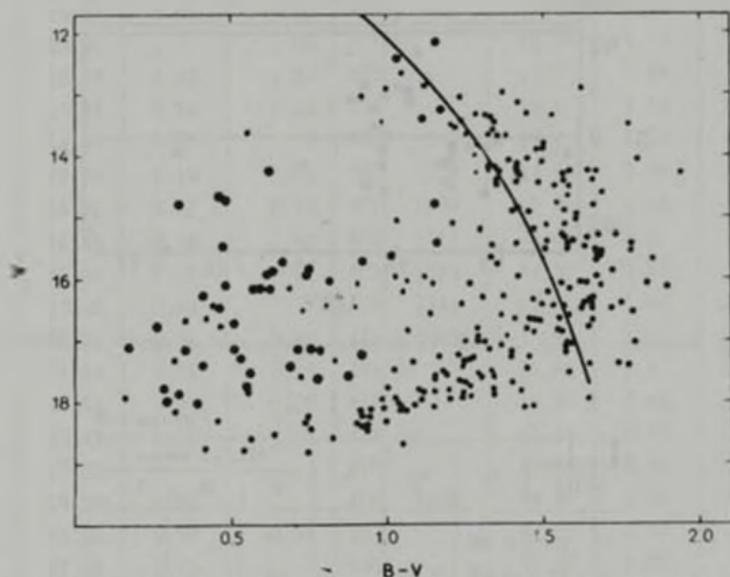


Рис. 3. Диаграмма цвет—светимость ($V, B-V$) для вспыхивающих звезд и Плеядах. Сплошная линия—главная последовательность, большие кружки—вспыхивающие звезды с амплитудами порядка 1^m и меньше.

Как видно из диаграммы (рис. 3) для измеренных вспыхивающих звезд с $V < 12^m 0$, показатель цвета $(B-V) < 1.9$, а для слабых звезд $(B-V)$ значительно меньше, чем нормальные цвета звезд тех же классов.

Следует обратить внимание на группу звезд в области ($V \leq 18^m 0$, $B-V \leq 0.8$) диаграммы цвет—светимость. Все они наблюдались во вспыхи-

ках с амплитудами Δm_U и $m_{H\beta}$ порядка 1^m0 . На этой группе звезд более подробно мы остановимся в следующем разделе.

Двухцветная диаграмма (U—B, B—V). На основе показателей цвета (U—B) и (B—V) 189 вспышкающих звезд в Плеядах нами построена двухцветная диаграмма (рис. 4). Сплошная кривая на диаграмме соответствует цветам звезд главной последовательности по Джонсону и Моргану [25], а прерывистая кривая — планковскому излучению. Обратим сначала внимание на ту область диаграммы, где $(B—V) \leq 0.8$. В этой области находятся вспышкающие звезды, наблюдаемые во вспышках с амплитудами Δm_U и $\Delta m_{H\beta}$ порядка 1^m0 и меньше, вспыхнувшие в основном по одному разу. Эта группа совпадает с упомянутой выше группой ($V \leq 18$, $B—V \leq 0.8$) на диаграмме цвет—светимость. Большинство звезд этой груп-

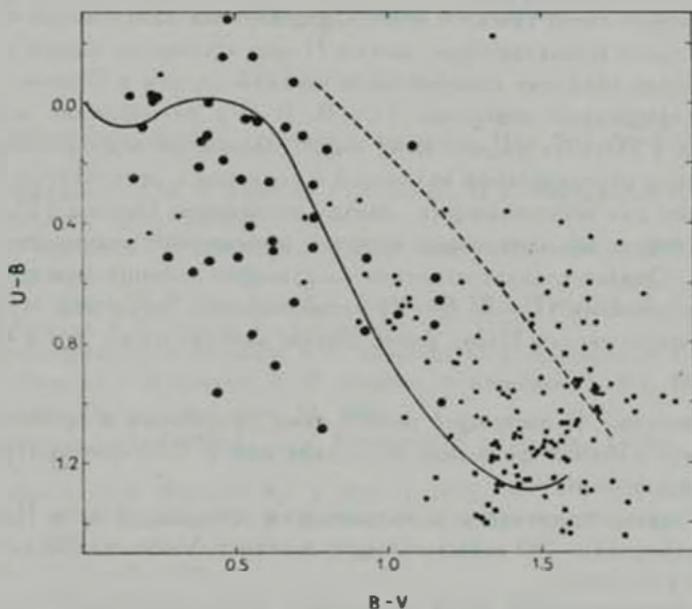


Рис. 4. Двухцветная диаграмма (U—B, B—V) для вспышкающих звезд в Плеядах. Сплошная линия — главная последовательность, прерывистая — планковское излучение. большие кружки — звезды с амплитудами порядка 1^m и меньше.

пы, по-видимому, является сомнительными с точки зрения вспышечной активности. Остальные звезды, у которых $(B—V) > 0.8$, представляют собой сравнительно замкнутую группу несомненно вспышкающих звезд.

На двухцветной диаграмме большинство вспыхивающих звезд Плеяд находится выше главной последовательности и лишь небольшая часть звезд находится ниже нее. Это не противоречит результату Ирриарте [12], согласно которому яркие вспыхивающие звезды в Плеядах расположены на этой диаграмме выше главной последовательности.

Обсуждение. Анализ полученных диаграмм позволяет сделать некоторые выводы. На диаграмме цвет—светимость для одного и того же цвета ($B-V$) дисперсия величины V довольно велика, что трудно объяснить только существованием вспыхивающих звезд поля. Вспыхивающие звезды распределены по обе стороны главной последовательности, а максимальные отклонения доходят до нескольких звездных величин. Диаграмма цвет—светимость становится совсем необычной для вспыхивающих звезд с $V < 16^m 0$. Основное различие между диаграммами цвет—светимость вспыхивающих звезд Плеяд и ассоциации Ориона заключается в том, что наиболее яркие вспыхивающие звезды Плеяд абсолютно слабее и принадлежат к более позднему спектральному подклассу, чем в Орионе.

На двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) большинство вспыхивающих звезд в Плеядах расположено выше главной последовательности, что по характеру распределения находится в согласии с результатом Эндрюса, полученным для вспыхивающих звезд ассоциации Ориона [23, 24]. Это свидетельствует об одинаковой природе вспышечной активности в обоих агрегатах. Однако следует отметить следующую разницу между двухцветными диаграммами ($U-B$, $B-V$) вспыхивающих звезд для этих систем: вспыхивающие звезды Плеяд расположены заметно ниже, чем в Орионе.

Заключение. В настоящей работе нами разработан и применен новый метод учета влияния фона при фотографической UBV -фотометрии с иризовым микрофотометром.

Этот метод применен к вспыхивающим звездам области Плеяд. Всего фотометрировано 283 вспыхивающие звезды в V -лучах, 280 в B -лучах и 189 звезд в U -лучах.

Для вспыхивающих звезд построены диаграмма цвет—светимость (V , $B-V$) и двухцветная диаграмма ($U-B$, $B-V$).

Распределения вспыхивающих звезд Плеяд на этих диаграммах сравнены с соответствующими распределениями для вспыхивающих звезд Ориона.

Критически рассмотрен вопрос о вспышечной активности звезд, наблюдаемых во вспышках, с амплитудами порядка 1^m и меньше.

Авторы выражают благодарность профессору Л. В. Мирзояну за обсуждение работы и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

UBV-PHOTOMETRY OF FLARE STARS IN PLEIADES

H. S. CHAVUSHIAN, A. T. GHARIBJANIAN

The results of UBV-photometry of 283 flare stars in the minimum in Pleiades region are presented.

A new method is applied in order to take into account the background influence on the UBV-photometric data obtained by an iris microphotometer. The results show that on the diagram (V, B-V) the flare stars are situated on both sides of the main sequence, while on the (U-B, B-V) diagram they lie mainly above the main sequence.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян. Звезды, туманности, галактики, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастово. Астрофизика, 6, 7, 1970.
3. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастово. Астрофизика, 7, 319, 1971.
4. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастово, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
5. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастово, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. Н. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
6. L. Binnendijk, Ann. Leiden Obs., 19, 1946.
7. E. Herzprung, C. Sanders, C. J. Kooreman et al., Ann. Leiden Obs., 19, No. 1A, 1947.
8. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, Ap J, 128, 31, 1958.
9. F. Ahmed, L. C. Lawrence, V. G. Reddish, Publ. Edinburgh Obs., 3, 1965.
10. B. Irlarte, Bol. Obs. Tonantzintla, 4, 28, 1967.
11. B. Irlarte, IBVS, 875, 1974.
12. B. Irlarte, Bol. Instituto of Tonantzintla, 1, No. 2, 73, 1974.
13. H. C. Arp, Ap. J., 136, 51, 1962.
14. K. Purbostswajo, Contr. Bosscha Obs., 18, 1963.
15. A. N. Argue, Vistas in Astronomy, ed. A. Beer, Pergamon Press, Vol. 3, 1960, p. 184.
16. H. Weaver, Hand. der Phys., Vol. 54, 1962, p. 130.
17. Р. Г. Мнацаканян, К. А. Саакян, Сообщ. Бюраканской обс., 44, 43, 1972.
18. И. Н. Янкович Диссертация, ЕрГУ, Ереван, 1975.

19. G. Haro, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
20. A. Blaauw, Basic Astronomical Data, Stars and Stellar Systems, ed. K. A. Strand, Vol. 3, 1963, p. 407.
21. G. H. Herbig, Ap. J., 135, 736, 1962.
22. B. F. Jones, Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 9, 3, 1973.
23. A. D. Andrews, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 34, 195, 1970.
24. A. D. Andrews, Bol. Obs. Tonantzintla, 6, No. 38, 161, 1972.
25. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Ap. J., 117, 313, 1953.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

НОВЫЕ H_α-ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТЕЙ IC 5068—70 и NGC 7000

М. К. ЦВЕТКОВ

Поступила 27 июня 1975

Приводятся данные о 58 новых H_α-эмиссионных звездах, обнаруженных в области туманностей IC 5068—70 и NGC 7000. Наблюдения проведены на 40"—52" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории с 4° объективной призмой на пластинках Кодак IIaF в сочетании со светофильтром Schott RG1. Предельная звездная величина выделенных объектов равна 18^m5. Приводятся карты отождествления новых H_α-эмиссионных звезд.

По программе планомерных наблюдений вспыхивающих [1, 2] и нестационарных звезд в области диффузных туманностей IC 5068—70 и NGC 7000 осенью 1973 г. на 40" телескопе Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории были получены несколько снимков этой области с объективной призмой для поисков звезд с H_α-линией в эмиссии. Центр исследуемой области в 16 кв. градусов дуги имеет координаты $\alpha = 20^{\text{h}}52^{\text{m}}$ и $\delta = 42^{\circ}40'$ (1950.0). Используя 4° объективную призму, которая дает дисперсию 275 Å/мм около H_α, пластинки Кодак IIaF в сочетании со светофильтром Schott RG1, мы выделили область спектра между 6100—6900 Å. Средняя дисперсия в этой спектральной области 800 Å/мм. Для обнаруживания предельно слабых H_α-эмиссионных звезд спектры не расширялись. Предельная звездная величина, достигнутая с экспозицией в один час, — 18^m5 в фотографических лучах.

Данные об использованном наблюдательном материале приводятся в табл. 1.

На полученных снимках нами были обнаружены 58 новых H_α-эмиссионных звезд, не отмеченных в работах [3—10], список которых приводится в табл. 2.

Таблица 1

№	№ пластинки	Дата (1973)	Эмульсия и светофильтр	Экспозиция
1	B40-4977	25/26 ноября	Кодак 11аF RG1	20 мин
2	" -4978	26,27 "	" "	55 : 5 мин
3	" -4989	27,28 "	" "	60 мин
4	" -5001	28,29 "	" "	80 : 20 сек
5	" -5002	28,29 "	" "	15 мин
6	" -5006	28,29 "	" "	90 мин

В этот список были включены все звезды, которые показали H_α-эмиссионную линию по крайней мере на одной пластинке.

В первом столбце табл. 2 приводятся порядковые номера H_α-эмиссионных звезд, открытых в Бюракане (BH.), во втором и третьем—акваториальные координаты для эпохи 1950.0, в четвертом—фотографические звездные величины и в пятом—относительные интенсивности линии H_α (IH_α).

Приведенные в табл. 2 фотографические звездные величины были определены по картам O—1133 и O—754 Паломарского атласа на основе фотографических стандартов избранной площадки SA 40 [11] методом измерения звездных диаметров [12]. Оценка относительной интенсивности линии H_α дается в условной трехбалльной системе: 1—сильная эмиссия, 2—умеренная и 3—слабая (:—означает, что наличие эмиссии установлено неуверенно).

Кроме новых H_α-эмиссионных звезд, на наших пластинках были заново открыты 39 звезд, у которых эмиссия была обнаружена ранее другими авторами [3] (MWC), [4] (AS), [6] (LkH.), [9] (K), [10] (UH.). Эти звезды показывают эмиссию, по крайней мере, на одной из наших пластинок. У фюры—V1057 Cygni не наблюдалась H_α-эмиссия. В табл. 3 дается список ранее известных эмиссионных звезд вместе с оценками относительных интенсивностей (IH_α) H_α-эмиссионной линии, по нашим определениям.

В приложении к настоящему сообщению приводятся карты отождествления новых H_α-эмиссионных объектов на репродукциях снимков, полученных нами 40" телескопом Шмидта на пластинках Кодак 103aD в сочетании со светофильтром Schott GG 496 с экспозицией в 8 мин.

На рис. 1 приводится видимое распределение H_α-эмиссионных звезд в исследуемой области. Кружками обозначены ранее известные звезды, у которых H_α-эмиссия наблюдалась на наших пластинках, а треугольниками—обнаруженные нами H_α-эмиссионные звезды.

Таблица 2

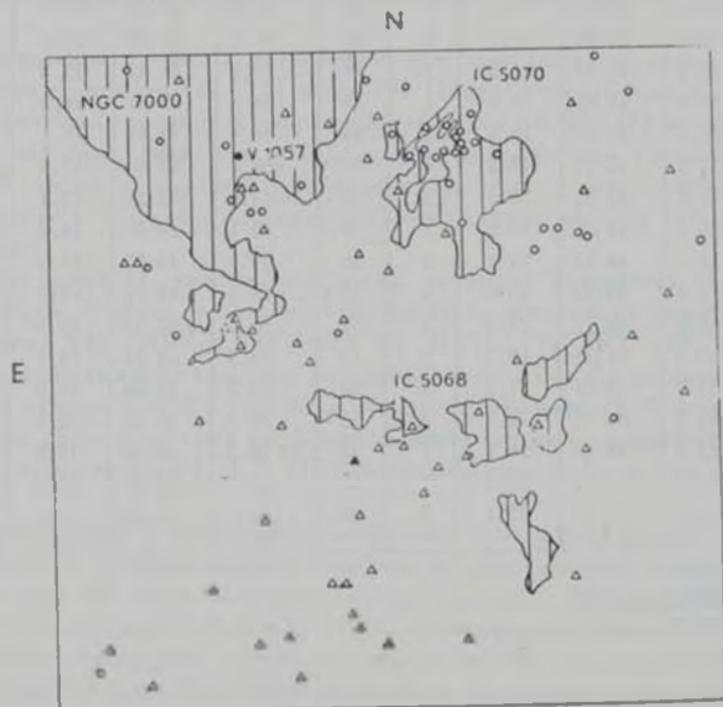
ВН.	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	И.	ВН.	α_{1950}	δ_{1951}	m_{pg}	И.
1	20 ^h 40 ^m 7	+41°17'	14.9	3:	30	20 ^h 52 ^m 9	41°07'	16.6	3
2	41.5	42 33	12.6	3	31	52.9	42 06	18.8	3:
3	41.6	43 58	16.8	3	32	52.9	43 26	11.5	3:
4	41.6	43 13	15.1	2	33	53.2	41 23	16.9	3
5	43.6	42 54	17.0	1	34	53.2	41 23	17.5	3
6	44.9	43 51	16.5	2	35	53.3	43 01	15.7	3
7	45.1	42 11	14.8	3	36	54.0	44 19	18.4	3
8	45.6	44 25	17.2	3	37	54.1	42 44	16.5	3:
9	45.7	41 22	14.0	3	38	54.6	42 54	18.0	3
10	46.7	42 21	18.2	2	39	55.1	40 46	15.5	3
11	47.3	42 26	16.0	3	40	55.1	40 57	15.4	2
12	48.9	42 46	17.9	3	41	55.5	42 09	16.5	3
13	49.0	40 58	15.6	1	42	55.8	44 21	14.9	2
14	49.0	42 09	17.1	3	43	55.9	40 55	15.8	3
15	50.0	43 37	13.2	3:	44	55.9	41 42	15.3	2
16	50.0	42 05	16.6	1	45	56.3	43 31	16.8	2
17	50.6	41 55	16.5	3	46	56.9	42 57	17.1	3
18	51.3	42 21	18.5	3	47**	56.9	43 52	17.5	3:
19	51.3	43 51	18.0	2	48	57.0	43 51	12.7	2
20	51.4	42 16	16.8	3	49	57.1	42 49	16.4	3:
21	51.8	40 57	16.4	2	50	57.2	43 00	17.0	2
22	51.9	43 20	16.6	3:	51	57.5	41 27	16.7	3
23	52.0	42 11	17.0	3	52	57.5	42 57	15.6	3
24	52.2	44 22	18.3	3:	53	58.2	42 21	13.5	2
25	52.4	43 01	17.2	3:	54	59.3	44 32	15.8	3:
26	52.4	44 03	12.8	3:	55	59.5	40 33	14.9	3
27*	52.5	41 24	19.2	1	56	21 00.7	40 48	17.8	3
28	52.8	41 01	16.4	1	57	01.0	43 20	18.3	3
29	52.8	41 45	15.1	3:	58	01.3	43 20	16.2	3:

* V1219 Cyg. [7].

** V752 Cyg. [7].

MWC, AS, K, UH,	И _H	LkH ₁	И _H	LkH ₁	И _H	LkH ₁	И _H
MWC 1029	1	131	1	158	3	192	3
MWC 1036	1	135	1	161	3:	194	1
MWC 1032	1	137	2	163	2	195	1
AS 441	1	139	1	172	3		
AS 442	2	141	3	176	1		
AS 443	1	144	3	177	3		
AS 454	1	145	3	179	2		
UH ₁ 9	2	147	2	181	2		
UH ₁ 69	3:	149	1	184	3:		
UH ₁ 106	3:	153	2	185	1		
UH ₁ 128	1	154	3	188	1		
K4 — 55*	1	155	1	191	3		

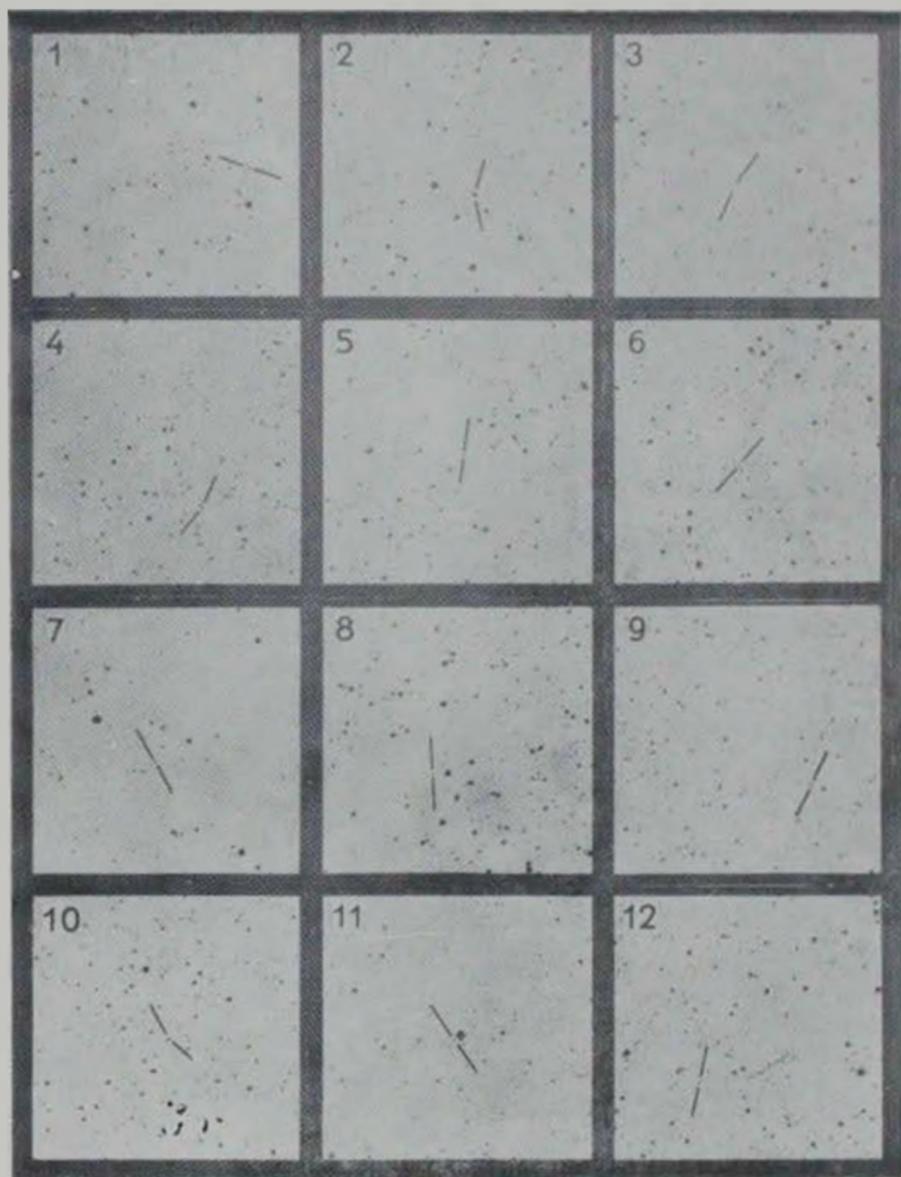
* Согласно [9], это вероятная планетарная туманность.



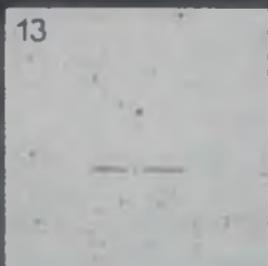
1. Рис. 1 Видимое распределение эмиссионных звезд в исследуемой области. Север—сверху, восток—слева. Кружками обозначены уже известные звезды, в которых H_2 -эмиссия наблюдалась и на наших пластинках, а треугольниками—обнаруженные нами H_2 -эмиссионные звезды.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ДЛЯ НОВЫХ H_{α} -ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД (VN_{α})

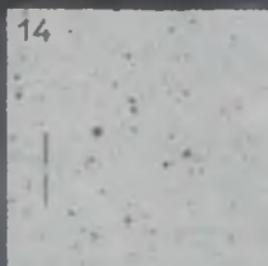
Север—сверху, восток—слева. Масштаб—3 мм на одну дуговую минуту. Нумерация звезд VN_{α} на картах отождествления, когда на карте находится более одного H_{α} -объекта, приведена по порядку прямых восхождений.



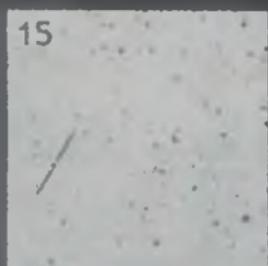
13



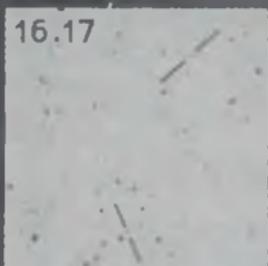
14



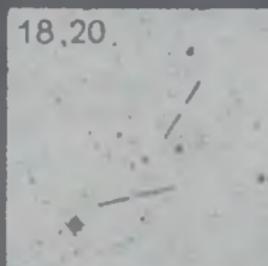
15



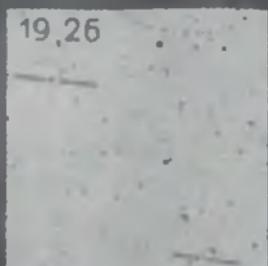
16,17



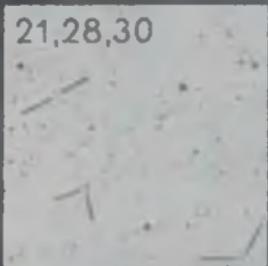
18,20



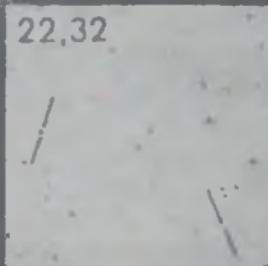
19,26



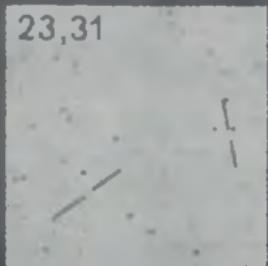
21,28,30



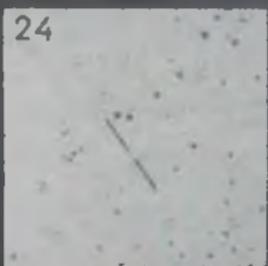
22,32



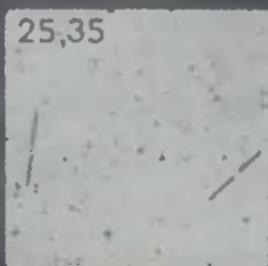
23,31



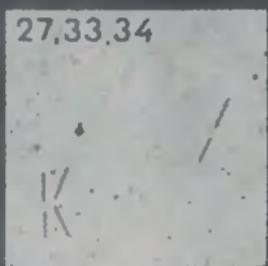
24



25,35



27,33,34



29

36

37,38

39,40,43

41

42

44

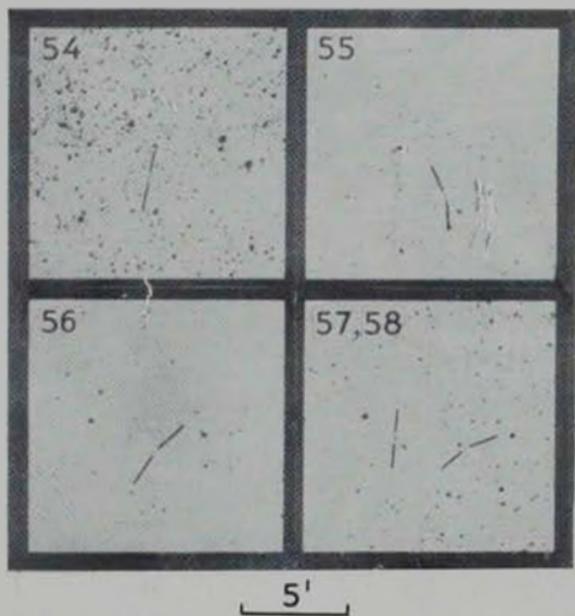
45

46,49,50,52

47,48

51

53



К ст М. К. Цветкова

Более подробное исследование H_2 -эмиссионных звезд, обнаруженных нами в области туманностей IC 5068—70 и NGC 7000, включая их UVV-фотометрию, будет опубликовано позже.

Автор выражает глубокую благодарность профессору Л. В. Мирзояну за дискуссии при выполнении настоящей работы и доценту М. А. Казаряну за обсуждение настоящего сообщения.

Бюраканская астрифизическая обсерватория
Сектор астрономии Болгарской Академии наук

NEW H_2 -EMISSION STARS IN THE REGION OF NEBULAE IC 5068 70 AND NGC 7000

M. K. TSVETKOV

Data of 58 new H_2 -emission line stars, discovered in the region of the nebulae IC 5068—70 and NGC 7000 are presented. The observations have been made by the 40"–52" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with a 4" objective prism on Kodak IIaF plates with a Schott RG1 filter. The average limiting magnitude of the discovered objects is 18^m5 pg. The identification charts on the new H_2 emission line stars are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. K. Erastova, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 909, 1974.
2. M. K. Tsvetkov, H. S. Chavushian, K. P. Tsvetkova, IBVS, No. 938, 1974.
3. P. W. Merrill, C. G. Burwell, Ap. J., 110, 387, 1949.
4. P. W. Merrill, C. G. Burwell, Ap. J., 112, 72, 1950.
5. W. P. Bidalman, Ap. J., Suppl., 1, 175, 1954.
6. G. H. Herbig, Ap. J., 128, 259, 1958.
7. Б. В. Кухаркич, П. Н. Холопов и др. Общий каталог переменных звезд, М., 1969.
8. L. K. Wacziarg, Mem. Roy. Astron. Soc., 73, 153, 1970.
9. L. Kuchoutek, Astron. Astrophys., 16, 291, 1972.
10. G. Welin, Astron. Astrophys., Suppl., 9, 183, 1973.
11. F. Sears, J. Kapteyn, P. Rhtjn, Carnegie Inst. Publ., No. 402 Washington, 1930.
12. М. А. Попова, М. К. Цветков, Изв. Секции астр. БАН, 6, 31, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВУХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЗВЕЗД, ОБНАРУЖЕННЫХ «ОРИОНОМ-2»

Г. А. ГУРЗАДЯН, Дж. Б. ОГАНЕСЯН

Поступила 10 ноября 1974

Пересмотрена 13 ноября 1975

В ходе обработки материалов, полученных во время эксперимента «Орион-2», было обнаружено много «ультрафиолетовых» звезд, то есть звезд, у которых непрерывный спектр в области длин волны по крайней мере до 2500 Å довольно сильный. В статье приводятся результаты обработки спектрограмм двух из таких объектов — звезд № 10 и 50; обе они слабее 10-ой величины. Найдено, что распределение энергии в спектрах этих звезд соответствует температурам выше 20000°К, а оценка их абсолютной светимости не указывает на их принадлежность к обычным горячим гигантам.

В декабре 1973 г. с помощью космической обсерватории «Орион-2», установленной на космическом корабле «Союз-13», были получены спектрограммы большого количества слабых звезд — слабее 12-ой величины — в области длин волны короче 3000 Å и до 2000 Å. При этом был использован широкоугольный менисковый телескоп с объективной призмой ($\alpha = 4^\circ$). Основные данные этого телескопа каскагеновой системы следующие: диаметр входного отверстия 240 мм, эквивалентное фокусное расстояние 1000 мм, угловое поле зрения 5° , дисперсия 550, 280 и 170 Å/мм на 3000, 2500 и 2000 Å соответственно, что обеспечивает спектральное разрешение, равное 28, 14 и 8 Å на тех же длинах волны при достигнутой в условиях орбитального полета точности работы следящей системы стабилизированной платформы «Орион-2» ($\pm 5''$). Все оптические элементы телескопа были выполнены из плавленого кварца. Фотографирование спектров произведено на фотопленке Кодак 103-О-UV, sensibilizированной раствором А-3177 и ограничивающей длинноволновую границу спектров на 5000 Å. Подробности об аппаратуре «Орион-2», принципе ее работы и методике управления космонавтами см. в [1].

В ходе обработки материалов, полученных во время этого эксперимента, было обнаружено много «ультрафиолетовых» звезд, под которыми мы подразумеваем те звезды на наших снимках, у которых непрерывный спектр в области длин волн по крайней мере до 2500 Å вполне заметен. Так, например, в созвездии Возничего, недалеко от Капеллы, была обнаружена группа примерно из двадцати «ультрафиолетовых» звезд слабее 10-ой величины, рассеянных в области неба ($\alpha \sim 05^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta \sim +47^\circ$) площадью меньше 0,5 квадратных градусов. Список этих звезд, репродукции их спектров и карта отождествления приведены в [2]. В настоящей статье приводятся результаты измерения спектров одной из этих звезд, обозначенной под № 50, а также другой, похожей на нее звезды — № 10, находящейся в той же области неба; ее местонахождение указано на рис. 1. Репродукция спектра звезды № 50 показана на рис. 2; две спектрограммы снизу принадлежат соседним звездам почти того же блеска, но заведомо поздних классов «Орликовский» снимок спектра звезды № 10 можно найти в [1].

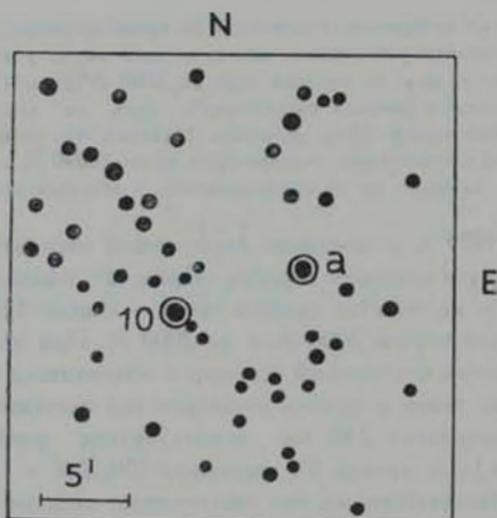


Рис. 1. Карта отождествления звезды № 10. $a = (\text{SAO}) 040137$ ($\alpha = 05^{\text{h}}10^{\text{m}}1.2$, $\delta = +45^\circ 09'$, $B = 9.7$, $V = 8.1$).

Звезды № 50 и 10 отсутствуют в просмотренных нами каталогах, чьи звездные величины не были известны. По измерениям О. В. Оганесяна, проведенным им по нашей просьбе на пластинках, полученных на

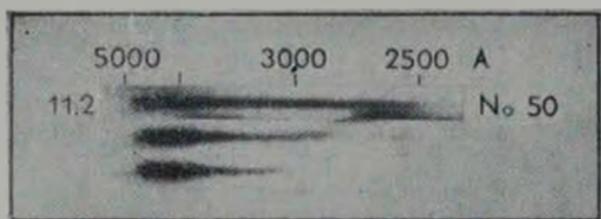


Рис. 2. Спектр звезды № 50, полученный «Орионом-2». Экспозиция 18 мин. Две нижние спектрограммы принадлежат соседним звездам того же блеска, но поздних классов

К ст. Г. А. Гурзаяна, Дж. Б. Огамесян

21-дюймовом телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории, фотометрические и колориметрические характеристики указанных звезд следующие:

	V	B	B - V
звезда № 10	$10^m 75$	$10^m 84$	$+0^m 09$
звезда № 50	11 16	11 26	-0.10

Из имеющихся двух спектрограмм для каждой из упомянутых звезд, полученных с экспозициями 18 мин (кадр F 21) и 1.5 мин (F 20) подвергнуты окончательной обработке только F 21. Микрофотометрические записи этих спектров, полученные на саморегистрирующем микрофотометре

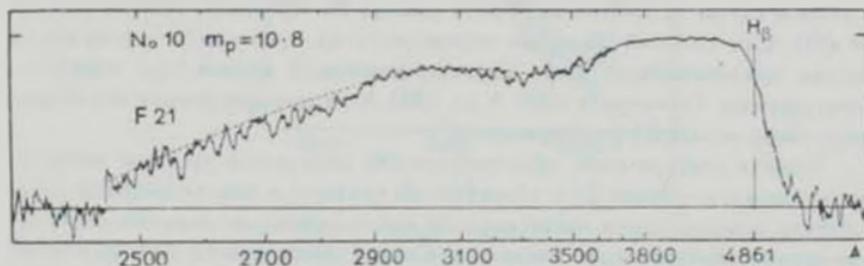


Рис. 3 Микрофотометрическая запись спектра звезды № 10 (F 21). Пунктирной линией указан принятый уровень непрерывного спектра.

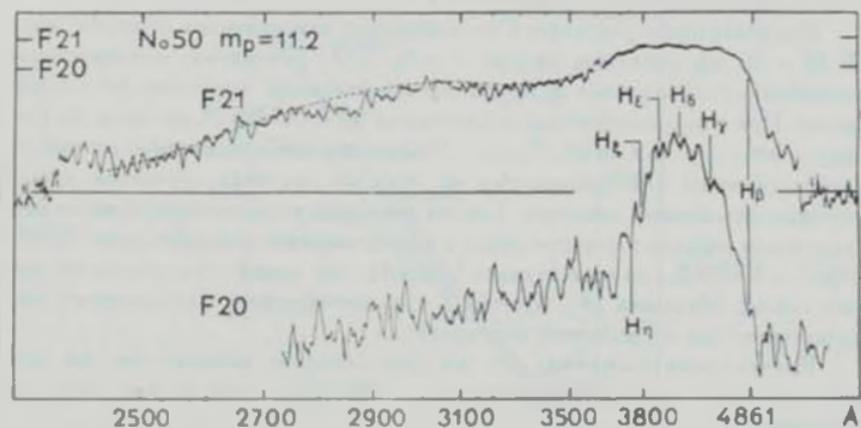


Рис. 4 Микрофотометрическая запись спектра звезды № 50 (F 21 и F 20). Пунктирной линией указан принятый уровень непрерывного спектра.

МФ-4, приведены на рис. 3 и 4. Для звезды № 50 на рисунке изображена также запись спектра с F 20, у которой непрерывный спектр, коричне

3600 А, оказался недодержанным, а на длинноволновой части (3600 — 5000 А), несмотря на крайне низкую дисперсию, можно заметить линии поглощения бальмеровской серии водорода.

Обработка самих спектрограмм производилась обычным способом. При этом характеристическая кривая была построена по лабораторным спектрограммам, сфотографированным на штатной пленке «Орион-2», побывавшей в космосе и оставшейся неиспользованной в его кассете. Наклонные характеристические кривые, построенные для трех участков длин волн — 2300—2550 А, 2500—3200 А и 3200—4000 А — оказались практически одинаковыми. Поэтому при обработке спектрограмм была использована одна общая характеристическая кривая для всего рабочего диапазона, в данном случае от 2500 А до 3600 А (звезда № 10) или до 3700 А (звезда № 50). Сам рабочий диапазон определялся из требования использовать только прямолинейную часть характеристической кривой при обработке спектрограмм. Область от 3800 А до 5000 А на спектрограммах изучаемых нами звезд оказалась передержанной.

Кривая спектральной чувствительности оптической системы менискового телескопа «Орион-2» с объективной призмой и использованной пленки была найдена путем сопоставления наблюдаемого и теоретического непрерывных спектров трех близких к Солнцу звезд класса А0, для которых наблюдаемые цвета В—V оказались равными нулю, а следовательно, они в меньшей степени подвержены влиянию межзвездного селективного поглощения (подробности даны в [3]).

Окончательные результаты по измерению непрерывных спектров звезд № 10 и 50 представлены на рис. 5 и 6, где приведена относительная интенсивность излучения в координатах: звездная величина Δm_{λ} , длина волны. При этом интенсивность излучения на $\lambda = 3200$ А принята за единицу и $\Delta m_{\lambda} = -2.5 \lg (F_{\lambda}/F_{3200})$. Найденные непосредственно из наблюдений величины Δm_{λ} обозначены на этих же рисунках кружками, соединенными сплошными линиями. Там же нанесены теоретические кривые распределения энергии в спектре звезд с эффективными температурами 10000°, 20000° и 50000° К (во всех случаях $\lg g = 4$): эти кривые построены по данным таблиц Михаласа [4]. Кривая $T = \infty$ соответствует планковскому распределению при бесконечной температуре.

Контрольные измерения тех же спектрограмм, выполненные на другом регистрирующем микрофотометре — ИФО-451, дали те же самые результаты.

Наблюдаемое распределение энергии в спектрах звезд № 10 и 50, как следует из рис. 5 и 6, соответствует температуре больше 10000° и меньше 20000° К. Но это без учета влияния межзвездного селективного поглощения, которое, как известно, быстро увеличивается в сторону коротких волн. Мы попытались учесть этот эффект, вернее дифференциальный—

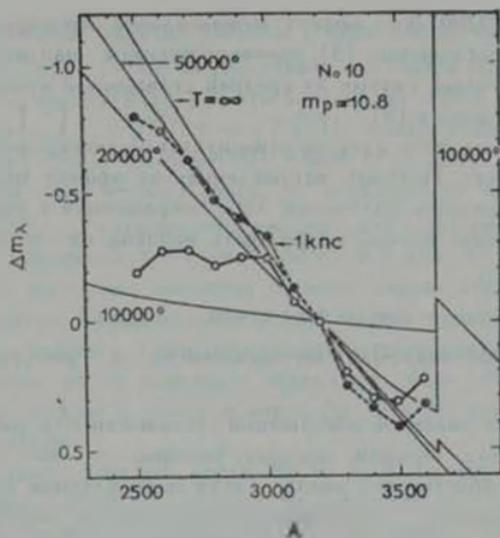


Рис. 5. Распределение энергии в спектре звезды № 10 в области длин волн 3800—2500 Å: кружки — наблюдения, точки — исправленные на межзвездное поглощение. Кривые суть теоретическое распределение непрерывного спектра по данным [4]. Кривая $T = \infty$ соответствует планковскому распределению при бесконечной температуре.

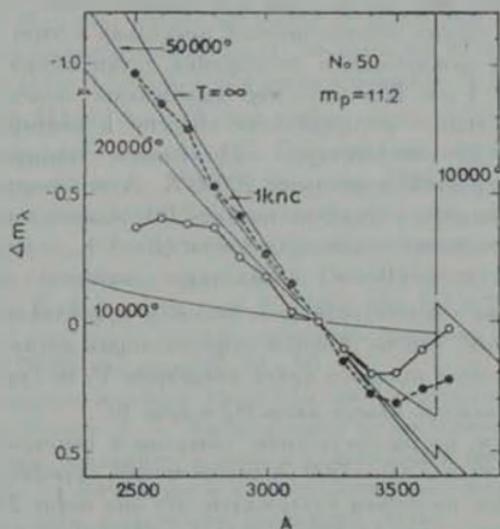


Рис. 6. То же самое для звезды № 50, см рис. 5.

относительно $\lambda = 3200 \text{ \AA}$ — эффект межзвездного поглощения, используя данные о самом поглощении [5], соответствующем направлению звезды $\alpha \text{ Cam}$. Эти величины, снятые из средней сглаженной кривой поглощения для $\alpha \text{ Cam}$, приведены в [9].

В нашем случае речь идет об относительной спектрофотометрии интересующих нас звезд. Поэтому, исправленная за эффект межзвездного поглощения, интенсивность излучения $\Delta m'_i$, выраженная в звездных величинах, на данной длине волны, может быть найдена из следующего соотношения:

$$\Delta m'_i = \Delta m_i + r(a_i - a_{i,320}),$$

где Δm_i есть наблюдаемая интенсивность, r — расстояние звезды, $a_{i,320} = 1^m75$.

Мы ничего не знаем об абсолютной светимости или расстоянии интересующих нас звезд. Примем, поэтому, условно $r = 1 \text{ клс}$, имея в виду относительную слабость этих звезд. Тогда исправленное за эффект межзвездного селективного поглощения распределение энергии в спектрах звезд № 10 и 50 получается в виде, изображенном на рис. 5 и 6 черными кружками, соединенными пунктирными линиями.

У нас нет основания усомниться в том, что эффект межзвездного поглощения был учтен нами в допущениях, выходящих за разумные пределы. Скорее всего, наоборот. С другой стороны, если мы примем расстояние этих звезд больше 1 клс, то получим для распределения энергии в их спектре результат просто неестественный, поскольку в этом случае исправленные за эффект межзвездного поглощения точки окажутся выше кривых $T = \infty$ на рис. 5 и 6. Поэтому мы вынуждены будем прийти к заключению, что истинное распределение энергии в непрерывном спектре звезд № 10 и 50 соответствует эффективной температуре порядка 50000°K , или, по крайней мере, выше 20000°K . А это температура звезд класса O или, во всяком случае, не позднее B0. Исправленные за эффект межзвездного поглощения показатели цвета $(B-V)_0$, с учетом приведенных выше данных a_i и $(B-V)_i$, оказались равными приблизительно -0^m20 , что также свидетельствует о высокой эффективной температуре этих звезд. Заметим, что по данным существующих каталогов в области неба вокруг Капеллы, в пределах круга диаметром $5'$, не существует ни одной звезды спектрального класса ранее B2 и ярче 10^m .

Таким образом, по распределению энергии в непрерывном спектре в интервале длин волн $3500-2500 \text{ \AA}$ мы не можем определить в точности температуру звезды, но можем утверждать, что она выше 20000°K . А этого достаточно, чтобы эти звезды привлекли к себе внимание. Во-первых, таких звезд со сходной структурой спектров, как было упомянуто выше, целая группа в обсуждаемой области неба. Во-вторых, они, по всей вероятности,

ности, не типичные горячие гиганты с абсолютной светимостью -4 или -3^m , так как в этом случае их расстояние получится порядка $5-10$ клс, что мало вероятно, имея в виду, что эти звезды находятся в направлении антицентра Галактики ($l \sim 173^\circ$, $b \sim +7^\circ$). По измерениям Мендозы [6], для одной звезды — SAO 040183—III) 33988 ($r \sim 1000$ пс), находящейся в интересующей нас области неба и недалеко от звезд № 10 и № 50. Е_v $\nu = +0^m49$. Учитывая это, найдем для интересующих нас звезд (опять при допущении $r \sim 1$ клс): $M = -0.7$ для № 10 и $M = -0.3$ для № 50, что на несколько звездных величин меньше абсолютной светимости горячих гигантов. Среди известных нам высокотемпературных звезд трудно отыскать объекты с такой низкой абсолютной светимостью. Можно поставить вопрос об их родстве с объектами типа Хьюмасаона—Цвикки. По-видимому, вопрос о природе звезд № 10 и 50 нуждается в специальном рассмотрении.

Непрерывные спектры звезд № 10 и 50 испещрены большим количеством слабых линий поглощения, большинство из которых, по-видимому, реально и не вызвано флуктуациями фотоэмиссии. Однако из-за слабости этих линий трудно осуществить сколь-нибудь уверенное отождествление, а тем более измерение их интенсивностей. На этих регистрациях как будто виден ультрафиолетовый дублет 2800 Mg II — более уверенно у звезды № 10 и менее уверенно у № 50. Приблизительная оценка эквивалентной ширины W (2800 Mg II) дает: 2.5 \AA — в случае звезды № 10 и 1.7 \AA — в случае № 50. Такие малые величины W (2800 Mg II) обычно характерны для высокотемпературных звезд: по расчетам Михаласа [7], например, W (2800 Mg II) $\sim 0.1-0.5 \text{ \AA}$ для звезд класса O—B. Наблюдения же дают W (2800 Mg II) $\sim 1.5-2 \text{ \AA}$ для очень ярких — $2 \div 3^m$ — звезд класса B [8]. Наши же звезды слабее 10^m . Поэтому не исключена возможность того, что в случае звезд № 10 и 50 линии 2800 Mg II могут иметь межзвездное происхождение. Действительно, согласно сделанным в [8] оценочным расчетам, эквивалентная ширина резонансного дублета ионизованного магния, соответствующая одному межзвездному облаку диаметром в 100 пс , равна 0.14 \AA . Это дает W (2800 Mg II) $\sim 1.4 \text{ \AA}$ для интервала расстояния 1 клс, что по порядку величины сравнимо с найденной выше величиной W (2800) для звезд № 10 и 50.

В заключение считаем приятным долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постоянное внимание и неоценимую помощь, оказанную в период подготовки и проведения эксперимента «Орион-2», за интересное и многостороннее обсуждение первых полученных результатов и, в частности, настоящей статьи.

SPECTROPHOTOMETRY OF TWO „ULTRAVIOLET“ STARS
DISCOVERED BY „ORION-2“

G. A. GURZADYAN, J. B. OHANESYAN

In the course of analysis of the observational material which were obtained during the „Orion-2“ experiment many „ultraviolet“ stars in which the continuous spectrum is strong at least up to 2500 Å, were discovered. The results of the spectrophotometric measurements of two such stars – No. 10 and 50 – are derived in the article. Both are fainter than 10^m . It was revealed that the energy distribution in the continuous spectrum of these stars corresponds to temperature higher than 20000 K, and the estimation of their absolute luminosity does not indicate that they belong to the ordinary hot giants.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзядян, А. Л. Кашич, М. Н. Крмоян, Дж. Б. Оганесян, *Астрофизика*, 10, 177, 1974.
2. Г. А. Гурзядян *Obs.* 94, 293, 1975.
3. Дж. Б. Оганесян. Сообщ. Бюраканской обс (в печати).
4. D. Mihalas, *Ap. J.*, Suppl. 9, 321, 1965.
5. R. C. Bless, B. D. Savage, *Ap. J.*, 171, 213, 1972.
6. E. E. Mendoza, *Ap. J.*, 128, 207, 1958.
7. D. Mihalas, *Ap. J.* 177, 115, 1972.
8. H. J. Lomera, K. A. van der Hucht, M. A. Sztjders, N. Sukhibullin, *Astron. Astrophys.*, 25, 195, 1973.
9. Г. А. Гурзядян, Р. Х. Оганесян, *Астрофизика*, 11, 3, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА V 444 Cyg (WN 5+O6) В СВЕТЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ HeII 4686. (HeII + H_α) 6563, N IV 7112

Х. Ф. ХАЛИУЛЛИН, А. М. ЧЕРЕПАЦУК

Поступила 13 мая 1975

Получено около 400 фотоэлектрических измерений интенсивностей эмиссионных линий (60–70 наблюдательных ночей). Это позволило выяснить роль эффектов близости компонент и усреднить физические флуктуации. Эффекты близости компонент уменьшаются с увеличением потенциала ионизации. В эмиссионной полосе HeII, H_α 6563, по-видимому, существенен вклад водорода. Изменения интенсивности эмиссии HeII 4686 во вторичном минимуме не представляется возможным описать моделью геометрического затмения звезды WR спутником O6. Для эмиссии N IV 7112 во вторичном минимуме, по-видимому, применима модель геометрического затмения. Размеры зоны ионизации N V в долях радиуса ядра звезды WR составляют 3.1–4.6 на уровне 50% интенсивности и 4.6–6.5 на уровне 10%. Электронная температура в оболочке WR составляет, по-видимому, 40000–50000°. Оболочка WR описывается моделью Билса, однако роль коллизионных процессов в возбуждении эмиссионных линий не является пренебрежимо малой.

Введение. Для выяснения природы звезд типа Вольфа-Райе (WR) важно исследовать стратификацию излучения оболочки WR в эмиссионных линиях ионов с различными потенциалами ионизации. Определение структуры стратификации можно проводить путем анализа затмений в двойных системах с компонентами WR. В 1968 г. появилась работа Кухи [1], в которой были получены кривые изменения интенсивностей 11 эмиссионных полос в спектре V 444 Cyg. Однако наблюдения Кухи охватывают лишь несколько периодов двойной системы и не все фазы кривой блеска (в основном один, вторичный минимум). Это не позволяет делать заключения о влиянии физической переменности системы V 444 Cyg и о роли эффектов близости компонент. Поэтому, хотя эти наблюдения представляют большой интерес, из них нельзя сделать окончательного вывода о наличии или отсутствии стратификации в оболочке WR. В то же время новый метод решения кривой блеска затменной системы с протяженной атмосферой [2]

дает возможность восстанавливать из кривых затмения в различных эмиссионных линиях структуру диска пекулярной звезды [3]. Последние результаты, касающиеся роли эффектов поглощения в протяженной атмосфере в частотах эмиссионных линий [4], позволяют объяснить пекулярные поведения отдельных эмиссионных линий при затмениях в двойных WR. Поэтому в настоящее время можно корректно ставить задачу определения структуры стратификации излучения в оболочках WR из кривых затмения в различных эмиссионных линиях. Для этого прежде всего необходимо получить наблюдения интенсивностей эмиссионных линий для всех фаз орбитального периода и для возможно большего числа периодов системы.

Наблюдения. В настоящей работе определены интенсивности трех эмиссионных линий в спектре V 444 Cyg: H β 4686, (H ϵ 11+H ϵ) 6563, N IV 7112 практически для всех фаз кривой блеска и охватывающие большое число орбитальных периодов (60÷70 наблюдательных ночей по ~400 индивидуальных измерений). Это позволяет рассчитывать на хорошее усреднение физических флуктуаций и выделение регулярной составляющей в изменениях интенсивностей эмиссионных линий с фазой орбитального периода.

Наблюдения выполнены на 48-см и 60-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ в 1970—1971 гг. Использовался узкополосный электрофотометр с интерференционными клиновыми фильтрами (ИКФ) на счете фотонов, описанный в [5]. Наблюдения в эмиссионных линиях проводились совместно с наблюдениями континуума, опубликованными в [6, 7]. звездой сравнения была HD 193514 (7^E S_{pec}, 08k), контрольной звездой — HD 193595 (9^m0_{pec}, V). Ширины полос пропускания на уровне половинной интенсивности составляют 60.5 Å, 93 Å и 105 Å для $\lambda\lambda$ 4686, 6563 и 7112, соответственно. Контуры полос пропускания приведены в [8]. Эффективные ширины полос пропускания составляют 94 Å, 140 Å и 163 Å для $\lambda\lambda$ 4686, 6563 и 7112, соответственно.

Наблюдения в каждой области спектра проводились дифференциальным способом по отношению к HD 193514 по следующей схеме: HD 193514 — V 444 Cyg — HD 193514 — и т. д. Время между наведением на переменную звезду и звезду сравнения для данной λ не превышает 3 мин, что позволяет свести к минимуму влияние нестабильности прозрачности земной атмосферы. Серия таких измерений в течение ~15 мин давала отрезок кривой блеска в данной λ (3÷5 индивидуальных измерений), затем λ менялась, и наблюдения повторялись по той же схеме. Таким образом, максимальное различие во времени наблюдений для разных λ не превышает 1÷1.3 часа, поэтому можно считать, что эффекты физической изменчивости с характерным временем \gg 1 часа сказались на наблюдениях во всех λ практически в одинаковой степени. Разность между интенсивностью излу-

чения и эмиссионной области спектра и интенсивностью соседнего континуума, проинтерполированной на данную эмиссию, дает интенсивность эмиссионной линии, выраженную в долях интенсивности излучения звезды сравнения. Если известно абсолютное распределение энергии в спектре HD 193514, то наши данные позволяют выразить интенсивности эмиссионных линий в абсолютных энергетических единицах. Таким образом, наши результаты дают возможность исследовать изменения интенсивностей эмиссионных линий независимо от изменений континуума.

Изменения интенсивностей эмиссионных линий с фазой орбитального периода представлены на рис. 1. Каждая точка — среднее из 2–4 индивидуальных измерений одной ночи. Среднеквадратичная ошибка для каждой точки составляет ~ 2 : 6: 6% для $\lambda\lambda$ 4686, 6563, 7112, соответственно. Фазы вычислены с элементами [6]:

$$\text{Min. 1 hel.} = \text{J. D. } 2441164.332 + 4^d 212424 \text{ E.}$$

На рис. 1 и далее за единицу интенсивности принята интенсивность излучения в фазе ~ 1.2 . Как видно из рисунка и анализа таблиц наблюдений (которые приведены в [8]), на регулярные изменения интенсивностей линий, связанные с орбитальным обращением компонент в двойной системе, накладывается значительная хаотическая переменность с амплитудой до 25% интенсивности линии. Очевидно, что для надежного выявления регулярных изменений интенсивностей линий необходимо усреднение наблюдений, охватывающих большое число периодов.

Средние кривые изменения интенсивностей линий. Эти кривые приведены на рис. 2. Сплошные линии при этом — сглаженные от руки кривые. Незаполненные кружки отражают более ранние наблюдения, полученные Черепашуком [9]. Рассеяние нормальных точек обусловлено главным образом неполным усреднением физических флуктуаций.

Изменения интенсивностей линий в течение ночи. Эти изменения показаны на рис. 3. Видно, что поведение интенсивностей эмиссионных линий в течение ночи носит весьма индивидуальный характер. В частности, в интервале фаз $0^m 4 - 0^m 6$ (вторичный минимум, соответствующий затмению звезды WR спутником Об), минимум интенсивности эмиссионных линий не всегда приходится на фазу $0^p 50$. Сдвиг минимума интенсивности эмиссии N IV 7112 может достигать $0^p 02 - 0^p 03$ в обе стороны относительно момента минимума в континууме (последний всегда приходится на фазу $0^p 5$). Эмиссии He II 4668 и (He II + H γ) 6563 зачастую вообще не показывают какой-либо тенденции образовывать минимум в окрестности фазы $0^p 50$ в течение отдельной ночи. В такой же степени индивидуально

поведение всех трех эмиссий и в интервале фаз $0^{\circ}0' \pm 0^{\circ}1'$ и $0^{\circ}9' \pm 1^{\circ}0'$, а также в фазах $\sim 0^{\circ}25'$ и $\sim 0^{\circ}75'$, где также наблюдается большая физическая переменность (существенно большая, чем в континууме). Например, эмиссия HeII 4686 уменьшилась за 1 час на 8% в момент I.D.2441199 (см рис. 3, фаза $0^{\circ}30' \pm 0^{\circ}35'$).

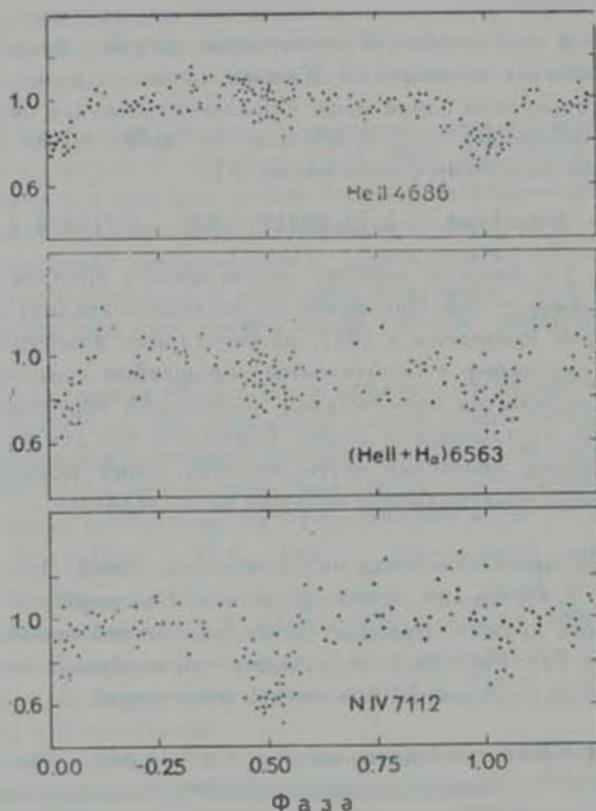


Рис. 1. Интенсивности эмиссионных линий в спектре системы V 444 Cyg в зависимости от фазы орбитального периода. Эквивалентные ширины вне затмений составляют в среднем 48,5 Å, 25,6 Å, 37,5 Å для $\lambda\lambda$ 4686, 6563, 7112, соответственно.

Таким образом, в эмиссионных линиях наблюдается физическая переменность оболочки WR, значительно большая, чем в континууме. Отметим, что одиночные звезды WR, по-видимому, не обнаруживают столь сильной физической переменности эмиссионных линий [10]. Можно предполагать в связи с этим, что значительная физическая переменность в линиях системы V 444 Cyg связана с эффектами близости компонент (газо-

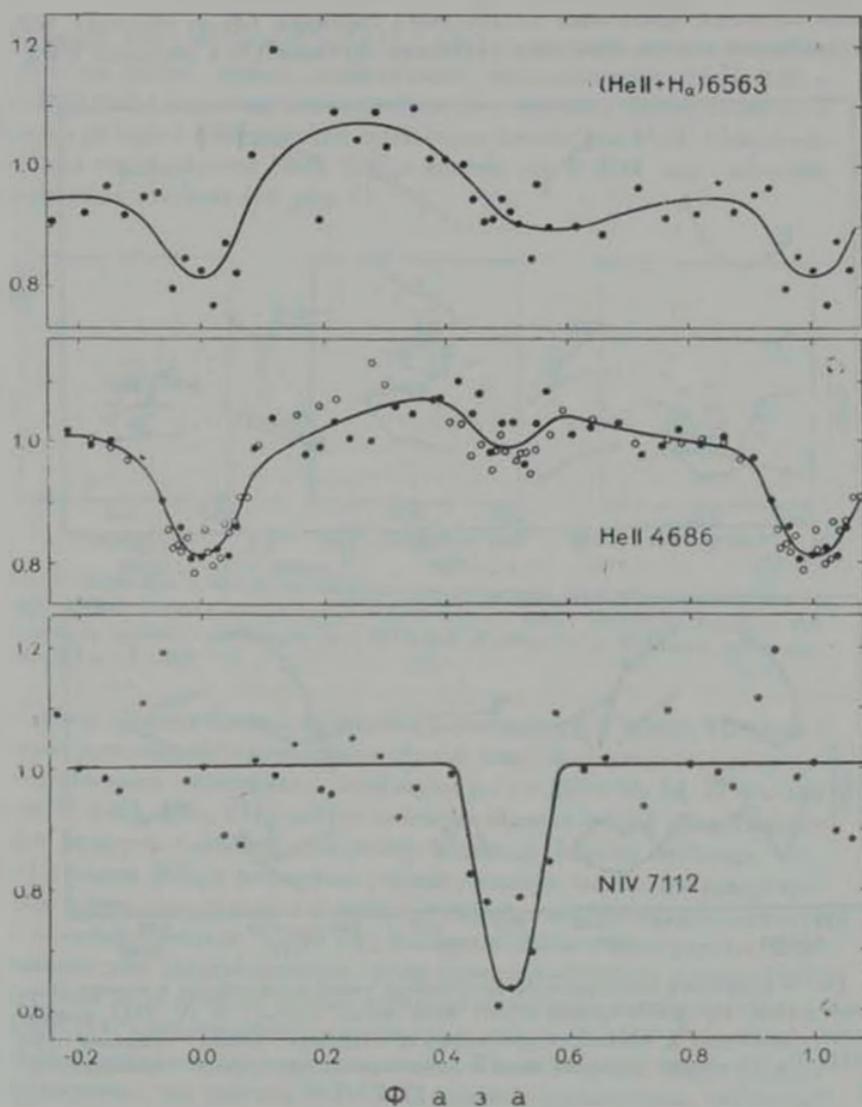


Рис. 2 Средние кривые изменения интенсивностей эмиссионных линий. Светлые кружки — наблюдения Черепашука [9]. Сплошные линии — сглаженные от руки кривые.

выми потоками: приливным воздействием спутника. Об на оболочку WR, переработкой коротковолнового излучения спутника Об в оболочке WR).

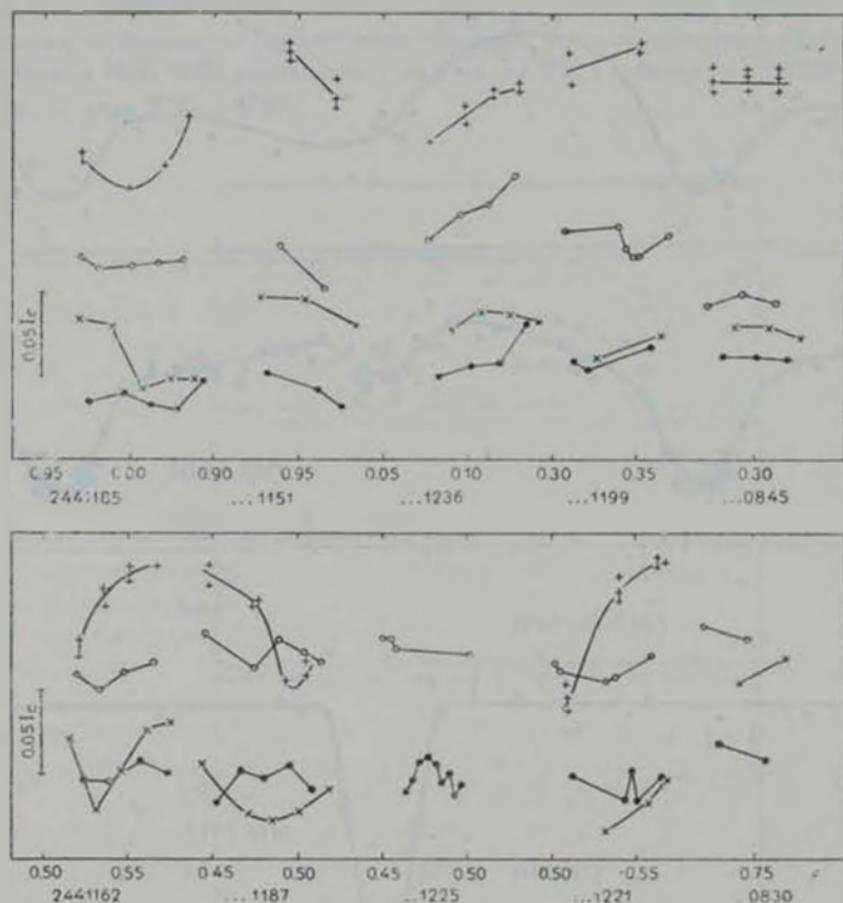


Рис. 3. Изменения интенсивностей эмиссионных линий и континуума в течение ночи. Точки — He II, H, 6563, кружки — He II 4686, косые кресты — N IV 7112, прямые кресты — континуум λ 4244 I, — интенсивность излучения звезды сравнения HD 193514. По оси абсцисс отложены фазы и долях периода, числа внизу — юлианские даты.

Физические флуктуации линий от ночи к ночи. Среднеквадратичная амплитуда физических флуктуаций от ночи к ночи составляет ~ 5; 10 и 10% для He II 4686, (He II + H.) 6563 и N IV 7112, соответственно. На рис. 4 приведена зависимость между интенсивностями различных эмиссионных линий в фазах вне затмений. Видно, что между изменениями ин-

интенсивностей HeII 4686 и (HeII+H_δ) 6563 существует грубая корреляция, в то же время между изменениями интенсивностей HeII 4686 и N IV 7112 такая корреляция отсутствует. Это косвенно свидетельствует о том, что в бленду λ 6563 значительный вклад вносит ион HeII. Между изменениями интенсивности HeII 4686 и континуума λ 4244 вне затмений корреляция отсутствует (см. рис. 4).

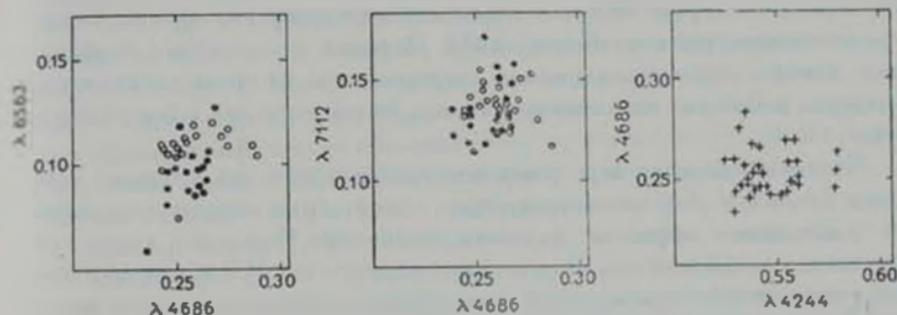


Рис. 4. Зависимость между интенсивностями различных эмиссионных линий и континуумом λ 4244 в фазах вне затмений. Точки соответствуют интервалу фаз $0.0 \div 0.9$, незаполненные кружки — интервалу фаз $0.1 \div 0.4$. Континуум λ 4244 — в интервалах фаз $0.2 \div 0.3$ и $0.7 \div 0.8$.

Анализ средних кривых изменения интенсивностей линий. На рис. 2 отчетливо прослеживается эволюция кривой изменения интенсивностей линий с изменением потенциала ионизации χ ($\chi = 13.5 \div 54$, 54, 77 э-в для эмиссий $\lambda\lambda$ 6563, 4686, 7112, соответственно). Кривая λ 6563 обнаруживает явные эффекты близости компонент, индивидуальность оболочки, связанной с ядром WR, практически утеряна: кривую можно интерпретировать как проявление газового потока, несимметрично обтекающего звезду Об. О наличии в системе V 444 Cyg газовых потоков в пространстве между компонентами свидетельствуют также спектроскопические данные [11]. Кривая HeII 4686 заметно меньше искажена подобными эффектами, а кривая N IV 7112 обнаруживает практически полное отсутствие в регулярных изменениях эффектов близости компонент. Таким образом, наши данные свидетельствуют, что эмиссия N IV 7112 наиболее перспективна для исследования структуры оболочки WR, поскольку последняя в лучах данной эмиссии сравнительно слабо возмущена эффектами близости спутника Об. Это еще раз подчеркивает необходимость исследования изменений интенсивностей эмиссионных линий в фазах вне затмений при определении структуры эмиссионной оболочки WR из кривых затмения в линиях. Отсутствие кривых интенсивностей эмиссий HeII 4686 и (HeII+H_δ) 6563 свидетельствует о том, что в бленду λ 6563 существенный вклад вносит ли-

ния Н_γ. Ранее [4], при анализе узкополосных наблюдений CQ Cer (WN 6+O7), был выявлен подобный же эффект: кривая блеска CQ Cer в эмиссионной линии (HeII+H_γ) 6563 имеет более пекулярное поведение с фазой, чем кривая HeII 4686, что было интерпретировано также вкладом водорода в бленду λ 6563. В связи с этим, можно заключить, что вещество оболочек звезд WR, обладая в основном гелиевым химсоставом, имеет заметную примесь водорода. Этот вывод сделан нами независимо от конкретной модели атмосферы WR — только на основе сравнения кривых изменения интенсивностей отмеченных линий. Заметим, что подобное блендирование линий с различными χ может служить одной из причин пекулярного поведения некоторых эмиссионных полос с фазой затмения, обнаруженного Кухи [1].

Таким образом, по мере роста потенциала ионизации χ кривые изменения интенсивностей соответствующих линий обнаруживают прогрессивное уменьшение эффектов близости компонент. Поскольку, кроме того, естественно предположить, что анизотропия оболочки WR и эффекты близости возрастают с увеличением характерных размеров оболочки, можно сделать вывод, как и в случае CQ Cer [4], что размеры зон ионизации растут с уменьшением χ , как в модели Билса [12].

Как видно из рис. 2, наряду с отмеченными выше эффектами близости компонент, интенсивности эмиссионных линий HeII 4686 и (HeII+H_γ) 6563 уменьшаются на 20 ÷ 25% в главном минимуме ($\theta=0$), соответствующем затмению звезды Об оболочкой звезды WR. Эмиссия N IV 7112 показывает резко пекулярное поведение в главном минимуме. Все три эмиссии уменьшают свою интенсивность во вторичном минимуме, это уменьшение особенно сильно у линии N IV 7112 и достигает 40 ÷ 50%.

Уменьшение интенсивностей эмиссионных линий в главном минимуме связано, по-видимому, с селективным атмосферным затмением звезды Об оболочкой WR. В пользу этого свидетельствуют как спектроскопические [13], так и фотометрические данные [4, 14]. Анализ наблюдений интенсивностей линий в главном минимуме, проведенный нами в [15], показывает, что внешние части оболочки WR в значительной степени непрозрачны для собственного излучения в отдельных спектральных линиях и что в формировании некоторых эмиссионных линий (в частности, HeII 4686) большую роль играют процессы поглощения и самопоглощения. В то же время отсутствие заметного минимума в кривой изменения интенсивности эмиссии N IV 7112 в окрестности фазы 0°0, свидетельствует о том, что оболочка WR, по-видимому, прозрачна для собственного излучения в данной линии (пекулярное поведение интенсивности эмиссии N IV 7112 в окрестности фазы 0°0, возможно, связано с физической переменностью и может исчезнуть при усреднении большего числа периодов).

Непрозрачность оболочки WR в частотах спектральных линий сильно усложняет интерпретацию наблюдений V 444 Cyg во вторичном минимуме в частотах линий, так как при этом в лучах эмиссии становится непригодной модель чистого геометрического затмения. Действительно, если оболочка WR непрозрачна для собственного излучения в частотах данной эмиссии, то, как показано в [4], при затмении оболочки WR спутником Об эта линия будет стремиться «выскакивать» над уровнем соседнего континуума, увеличивая свою видимую интенсивность, которая определяется непосредственно из наблюдений («эффект CQ Сер»). Если постулировать наличие под эмиссионной линией абсорбции с постоянной эквивалентной шириной A , образующейся в непрерывном спектре звезды WR в селективно поглощающей «собственной оболочке WR», то интенсивность видимой эмиссии должна меняться зеркально симметрично относительно изменений континуума системы с амплитудой, пропорциональной A (если пренебречь другими причинами). Метод интерпретации затмений в частотах линий подробно описан в [15], где, в частности, проведен учет эффектов селективного поглощения в оболочке WR при затмении последней спутником. Задая ряд фиксированных значений A , получим ряд теоретических кривых изменения интенсивностей эмиссии, обусловленных «эффектом CQ Сер». Вычитая из наблюдаемых изменений интенсивностей эмиссии эти теоретические кривые, получим ряд «действительных» кривых изменения интенсивности эмиссии, исправленных за влияние «эффекта CQ Сер». Однако интерпретация полученных таким образом «действительных» кривых изменения интенсивности эмиссии все еще остается неопределенной, поскольку из-за возможной анизотропии плотности и возбуждения в оболочке WR, вызванной радиативным и гравитационным воздействием спутника Об, картина геометрического затмения оболочки WR звездой Об может быть искажена усиленным поглощением континуума ядра звезды WR в частотах линии материей, расположенной в пространстве между компонентами [4]. На основе наших данных не представляется возможным количественно оценить вклад каждого из этих эффектов в формирование наблюдаемых кривых изменения интенсивностей эмиссионных линий. Дальнейший анализ наших данных основан на предположении, что эффектами дополнительного поглощения континуума звезды WR веществом, расположенным в пространстве между компонентами, можно пренебречь. Можно предполагать, что эта гипотеза разумна для линий с высокими λ .

Возможная структура диска звезды WR в лучах эмиссионных линий.

В предположении о геометрической модели затмения нами была решена задача о восстановлении распределения яркости по диску WR из кривых изменения с фазой интенсивностей эмиссий HeII 4686 и N IV 7112, исправленных за «эффект CQ Сер» при различных значениях величины A .

Решение кривой ($\text{HeII} + \text{H}_\alpha$) 6563 не проводилось из-за ее значительного искажения эффектами близости компонент. Кривая изменения интенсивности эмиссии HeII 4686 ректифицировалась по формуле, приведенной в [16], с константами ректификации $b=0.037$, $c=-0.05$ в законе $l = a - b \cos \theta - c \cos^2 \theta$, и предположении, что эффектом эллипсоидальности можно пренебречь по сравнению с эффектом отражения. Ректификация кривой изменения интенсивности эмиссии N IV 7112 не проводилась, поскольку константы ректификации здесь близки к нулю. Использовался прямой метод решения кривой блеска затменной системы с протяженной атмосферой [17]. Задача решалась при фиксированных значениях геометрических параметров $r_1 = 10 R_*$, $i = 78^\circ$, определенных в [16]. При этом искомым функцией распределения яркости $\bar{I}_r(\xi)$ имеет смысл:

$$\bar{I}_r(\xi) = \frac{1}{\Delta \lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_r(\xi, \lambda) d\lambda,$$

где $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ — полная ширина эмиссионной линии, ξ — полярное расстояние на диске WR в долях радиуса относительной орбиты. Отметим, что поскольку спутник не светит в эмиссионных линиях, светимость звезды WR

$$L_{\text{WR}} = \int_0^{R_*} \bar{I}_r(\xi) 2\pi \xi d\xi,$$

полученная в результате интегрирования найденной функции $\bar{I}_r(\xi)$ по диску WR, должна быть больше или равна единице в том случае, если справедлива модель геометрического затмения и светимость оболочки, общей для всей системы, равна нулю [3]. Исходя из этого условия, можно попытаться определить величину A , поскольку искомые функции $\bar{I}_r(\xi, A)$ и параметры $L_{\text{WR}}(A)$ сильно зависят от принятого значения величины A . Для эмиссии HeII 4686 изменение величины A от нуля (прозрачная в линии оболочка WR) до предельного значения A_{max} , при котором введенная гипотетическая абсорбция имеет нулевую остаточную интенсивность при ширине, равной 2000 км/сек, изменяет светимость звезды WR от 0.34 до 0.51, что сильно отличается от единицы. Это обстоятельство, наряду с сильными эффектами близости для этой эмиссии, не позволяет надежно интерпретировать полученную функцию $\bar{I}_r(\xi)$ для эмиссии HeII 4686 как распределение яркости по диску WR. Возможно, что вторичный минимум интенсивности эмиссии HeII 4686 не отражает геометрическое затмение оболочки WR спутником, а полученная в этом случае функция $\bar{I}_r(\xi)$ не описывает структуру диска звезды WR, что не позволяет использовать эту функ-

цию для решения вопроса о стратификации излучения в оболочке WR. Для эмиссии N IV 7112 уже при $A=0$ получается светимость, равная единице. Увеличение A увеличивает светимость звезды WR, однако, поскольку, как отмечалось выше, оболочка WR прозрачна в линии N IV 7112, случай $A=0$ наиболее близок к действительности. Таким образом, к изменениям интенсивности эмиссии N IV 7112 во вторичном минимуме, по-видимому, применима геометрическая модель затмения, и функция $\bar{I}_i(\xi)$ в данном случае отражает структуру оболочки WR. Функция $\bar{I}_i(\xi)$ в этом случае может быть использована для оценки размеров соответствующей зоны понижения.

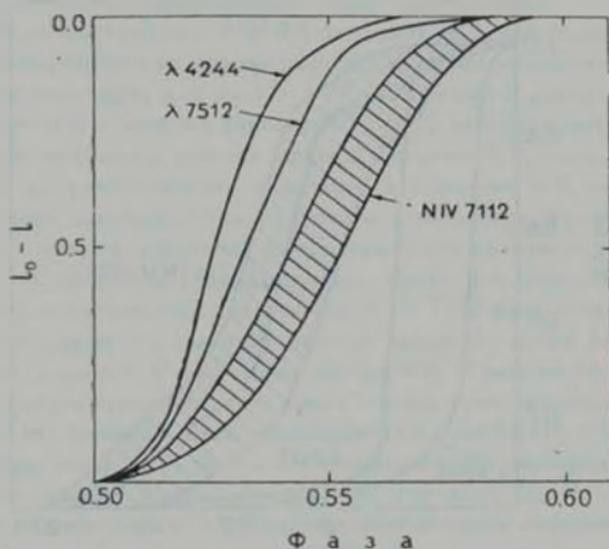


Рис. 5. Сглаженные кривые изменения интенсивности континуума λ 4244 и 7512, а также кривая изменения интенсивности эмиссионной линии N IV 7112 в фазах вторичного минимума. Кривые приведены к одной глубине. I_0 — внезатмение значение интенсивности, $(I_0 - I)$ — потеря интенсивности. Заштрихованная область отражает разницу наблюдаемых точек.

На рис. 5 изображены сглаженные кривые изменения интенсивностей континуума λ 4244 и 7512, а также кривая изменения интенсивности эмиссии N IV 7112 в фазах вторичного минимума. Видно, что ширина этого минимума в частотах эмиссии N IV 7112 значительно больше, чем в континууме. Сглаженные функции $\bar{I}_i(\xi)$, выражающие распределение яркости по диску WR в частотах континуума λ 4244, 7512, а также в частотах эмиссии N IV 7112, приведены на рис. 6. Видно, что размеры оболочки WR,

светящейся в частотах эмиссии N IV 7112, значительно превосходят размеры этой оболочки, светящейся в континууме. Накопление наблюдательных данных по эмиссионным линиям с более высокими потенциалами ионизации χ (для которых, как можно предполагать, эффекты близости также должны быть малы), позволит определить структуру стратификации излучения в оболочке WR и на этой основе выяснить природу образования мощного эмиссионного линейчатого спектра звезд WR. В этой связи представляется весьма перспективным исследование системы V 444 Cyg в частотах эмиссии N V 4609 ($\chi = 97$ э-в). Отметим, что использование данных Кухи [1] по эмиссии N V 4609 позволяет заподозрить, что оболочка WR

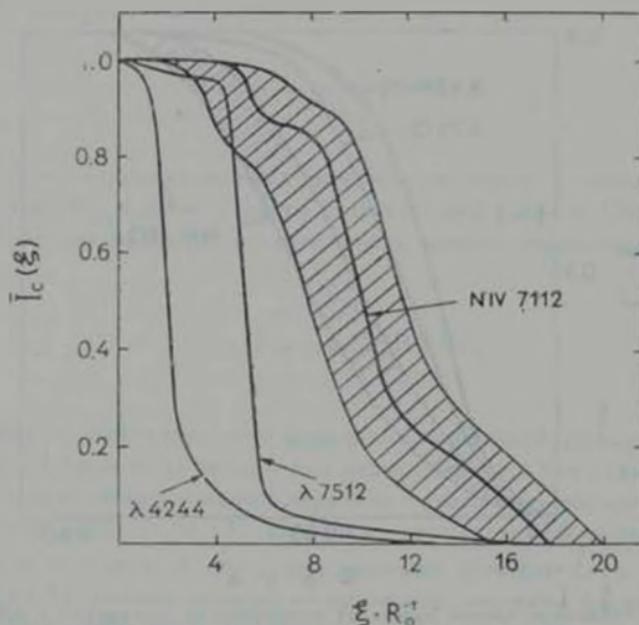


Рис. 6. Сглаженные функции $\bar{I}_c(\xi)$, выражающие распределение яркости по видимому диску звезды WR и континууме λ 4244 и 7512 и в эмиссионной линии N IV 7112. Заштрихованная область соответствует погрешности определения функции $\bar{I}_c(\xi)$ на прямой измерения интенсивности эмиссии N IV 7112 (см. рис. 5).

в лучах второй эмиссии имеет примерно вдвое меньше размеры по сравнению с эмиссией N IV 7112 ($\chi = 77$ э-в). Это может служить указанием на наличие прямой стратификации излучения в оболочке WR (как в планетарных туманностях), что служит аргументом в пользу модели феномена WR, предложенной Билсом [12]: излучение в линиях происходит за счет флуоресцентной переработки коротковолнового излучения горячего ядра (температура которого, как следует из наших данных [18] по анализу затмений

в системе V 444 Cyg в континууме, составляет ~ 100000). Однако, как отмечалось выше, наблюдательных данных Куки недостаточно для надежного выявления структуры стратификации излучения в оболочке WR. Для успешного решения этой важной задачи необходимо провести наблюдения эмиссии N V 4609 для большого числа орбитальных периодов и для всех фаз кривой блеска. Заметим, что эмиссия N V 4609 значительно менее интенсивна по сравнению с эмиссией N IV 7112 и потому ее исследование в системе V 444 Cyg требует применения сравнительно крупных телескопов.

Обсуждение результатов. Размеры оболочки WR, светящейся в лучах эмиссии N IV 7112, значительно превосходят размеры ядра звезды WR ($\sim 2.6R_{\odot}$ [18]) и в долях радиуса ядра r_{\odot} составляют $r/r_{\odot} = 3.1 \div 4.6$ на уровне 50% интенсивности и $4.6 \div 6.5$ на уровне 10% интенсивности. В случае рекомбинационного механизма свечения в линии, отношение r/r_{\odot} задает радиус зоны ионизации для иона N V. Столь большой радиус зоны свечения оболочки WR в частотах эмиссии N IV 7112 не может быть обусловлен электронным рассеянием квантов линии в оболочке WR, поскольку оптическая толщина по томсоновскому рассеянию в оболочке WR на расстояниях $> 2r_{\odot}$ меньше единицы. Роль электронного рассеяния существенна лишь в глубоких слоях, где рассеяние перераспределяет кванты внутри линии и приводит к ее уширению [13]. Поскольку, кроме того, как отмечалось выше, роль эффектов близости для эмиссии N IV 7112 мала, можно предполагать, что отношение r/r_{\odot} для этой эмиссии задает истинные размеры зоны ионизации для иона N V в оболочке звезды WR. В модели Билса [12], которая в последнее время получила много независимых подтверждений (см., например, [18]), размеры зоны ионизации для иона He III должны превышать размеры зоны N V, поскольку ионизационный потенциал для He III существенно меньше. Таким образом, r/r_{\odot} для зоны He III, по-видимому, составляет не меньше, чем 3.1. Количественная теория оболочки WR, основанная на модели Билса, при электронной температуре в оболочке WR $T_e = 25000^{\circ}$ приводит к выводу о том, что геометрическая протяженность зоны He III сравнительно невелика — от нескольких десятых до одного радиуса ядра [19]. В нашем случае протяженность зоны He III в несколько раз больше. Это может свидетельствовать о том, что T_e в оболочке WR значительно превышает 25000° . Расчеты Слюсарёва [20] ($T_e = 80000^{\circ}$) дают для зоны He III $r/r_{\odot} = 5 \div 8$. Ильмас и Нугис [21] при $T_e = 60000^{\circ}$ получили для звезд WN 6 хорошее описание спектра He II при $r/r_{\odot} = 5$ для зоны He III. Таким образом, наши результаты дают основания считать, что T_e в оболочке WR не слишком низка и скорее всего составляет $40000 \div 50000^{\circ}$. В то же время, из анализа затмений и континууме оболочки WR в системе V 444 Cyg следует, что T_e в оболочке не очень высока: $T_e < 100000^{\circ}$. О не слишком высокой электронной температуре T_e еще

ства оболочки WR свидетельствует также отсутствие запрещенных линий в спектре звезды WR (согласно расчетам Канно и др. [22], при $T_e > 40000^\circ$ должна иметь место заметная интенсивность линий [OIII] и [N V] в спектре WR). В то же время, определенная эмпирически из анализа затмений в континууме в системе V 444 Cyg [18] температура поверхности ядра звезды WR превышает $70000 \pm 100000^\circ$.

Таким образом, анализ затмений в континууме [18] и в эмиссионных линиях в системе V 444 Cyg приподит сильные эмпирические аргументы в пользу модели Билса [12]: в оболочке WR главная роль в возбуждении эмиссионных линий принадлежит радиативным процессам, роль коллизионных процессов вторична, но не пренебрежимо мала, поскольку T_e в оболочке не мала ($40000 \pm 50000^\circ$). В связи с этим, при интерпретации линейчатого эмиссионного спектра звезд WR, наряду с радиативными процессами, необходим учет влияния электронных ударов [22, 23].

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

THE ECLIPSING SYSTEM V 444 CYG (WN 5 + O6)
IN THE LIGHT OF EMISSION LINES H α 4686,
(H α + H γ) 6563, N IV 7112

Kh. F. KHALIULIN, A. M. CHEREPASHCHUK

We obtained about 400 photoelectric intensity measurements for each of several emission lines (from 60 to 70 nights of observations). This enabled us to find out the role of the proximity effects in the double system and to take the average of the intrinsic fluctuations of the brightness. The proximity effects decrease when the ionization potential increases. The contribution of hydrogen to the emission band H α , H γ 6563 is probably significant. It seems to be impossible to describe the changes of the intensity of H α 4686 during the secondary minimum with the help of the model of the geometric occultation of the WR star by the O β component. The model of the geometric occultation seems to be applicable for the emission feature N IV 7112. The N IV ionization zone has the following dimensions in the units of the radius of the WR stellar nucleus: 3.1 - 4.6 at the 50 per cent intensity level and 4.6 - 6.5 at the 10 per cent level. The electron temperature in the WR envelope ($40000 - 50000^\circ$) may be described with Beals model; however, the role of the collision process in the excitation of emission lines is not negligible.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Kuhi, *Ap J*, 152, 89, 1968.
2. А. М. Черпащук, *Астрон. ж.*, 51, 542, 1974.
3. А. М. Черпащук, А. В. Гончарский, А. Г. Ятлова, *Астрон. ж.*, 49, 533, 1972.
4. Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. ж.*, 49, 777, 1972.
5. А. М. Черпащук, В. М. Любый, Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. ж.*, 50, 1105, 1973.
6. А. М. Черпащук, Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. ж.*, 50, 516, 1973.
7. А. М. Черпащук, Х. Ф. Халиуллин, *Переменные звезды*, 18, 321, 1972.
8. Х. Ф. Халиуллин, А. М. Черпащук, *ПЗ*, 20, № 1, 1975.
9. А. М. Черпащук, *ПЗ*, 16, 226, 1967.
10. А. М. Черпащук, *Астрофизика*, 10, 347, 1974.
11. J. Sahade, *Mem. Soc., Roy. Sci. Liege*, 20, 16, 1958.
12. C. S. Beals, *M. N.*, 104, 205, 1944.
13. G. Münch, *Ap J*, 112, 26a, 1950.
14. А. М. Черпащук, *Астрон. ж.*, 48, 1201, 1971.
15. Х. Ф. Халиуллин, А. М. Черпащук, *Астрон. ж.*, 53, 1976 (в печати).
16. А. М. Черпащук, *Астрон. ж.*, 52, 81, 1975.
17. А. М. Черпащук, *ПЗ*, 19, 227, 1973.
18. А. М. Черпащук, Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. ж.*, 52, № 6, 1975.
19. С. В. Рыбин, *Астрон. ж.*, 42, 718, 1965.
20. С. Г. Ситсарел, *Астрон. ж.*, 32, 346, 1955.
21. М. Нильмас, Т. Нулис, сб. «Эмиссионные линии в спектрах звезд типа Вольфа-Райе», Тарту, 1973, стр. 19.
22. M. Kanno, S. Kawabata, *T. Kagure, Publ. astr. Soc. Japan*, 10, 129, 1958.
23. J. I. Castor, *M. N.*, 149, 111, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

О ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ТУМАННОСТИ NGC 2359

И. Ф. МАЛОВ, В. С. АРТЮХ, В. М. МАЛОФЕЕВ

Получила 2 июня 1975

В работе сообщается о наблюдениях радионисточника, совпадающего по координатам с туманностью NGC 2359 и имеющего на частоте 107 МГц поток $3 \cdot 10^{-26}$ ат/м² ду. Показано, что результаты оптических и радионаблюдений хорошо согласуются с моделью полой излучающей оболочки. Вычислены параметры оболочки: $N_p = 156 \text{ см}^{-3}$, $M = 340 M_\odot$, $\dot{M} = (6 \cdot 10^4 \pm 10^5) \text{ г/сек}$, $V = (20 \pm 40) \text{ км/сек}$. Получена оценка концентрации среды, окружающей звезду на начальной стадии истечения: $N_H = 50 \text{ см}^{-3}$.

Изучение взаимодействия вытекающего из звезды потока с окружающей средой является одним из возможных методов исследования как звездного ветра, так и самой среды. Теоретические аспекты проблемы рассматривались, например, в [1—2]. Известно, что к наиболее интенсивным источникам звездного ветра принадлежат звезды Вольфа-Райе (WR). В оптическом диапазоне вокруг некоторых звезд WR наблюдаются кольцеобразные туманности [3], которые, по-видимому, являются следствием нагребания межзвездного вещества вытекающим из звезды газом. В [4, 5] сообщается о результатах радионаблюдений ряда таких туманностей в дециметровом диапазоне. Изучение объектов этого типа может дать информацию о среде, окружающей звезды WR, а также об интенсивности и характере истечения из этих звезд.

1. В настоящей работе исследуются физические условия в туманности NGC 2359, связанной со звездой HD 56925 (WN 5), по данным оптических и радионаблюдений. Наиболее существенные для нас сведения об этой туманности приведены в табл. 1.

Мы рассмотрели модель однородной излучающей сферы (рис. 1), внутри которой вещество отсутствует (аргументы в пользу такого предположения приводятся в конце статьи). Использование формул теплового

Таблица 1

Координаты NGC 2359 (1950)	$\alpha = 7^{\text{h}} 15^{\text{m}} 2$ $\delta = -13^{\circ} 07'$			
Расстояние до звезды HD 56925 [7]	$R = 6.92 \text{ кпс}$			
Внешний угловой диаметр оптического кольца*	$2\theta_2 \approx 4'$			
Внутренний угловой диаметр оптического кольца	$2\theta_1 \approx 3.5'$			
Температура туманности [8]	$T = 12000 \text{ К}$			
Потоки на радиочастотах [4] (в ед. потока)	S_1	5.4 (3.7)	5.9 (2.2)	6.7 (4.5)
	ν (10^9 Гц)	4	1.4	0.75

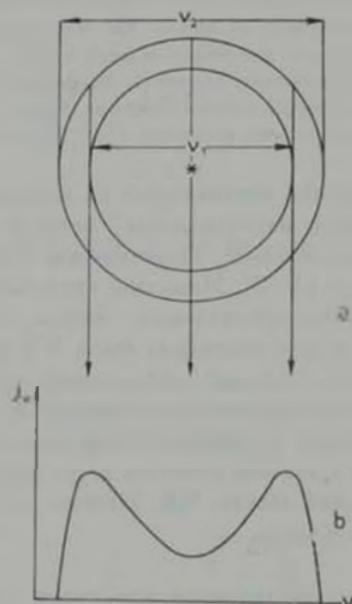


Рис. 1. Модель излучающей области (а) и соответствующее этой модели распределение радиояркости по туманности на частотах, при которых $\tau = 1$ (б)

* На фотографии туманности [4] видно, что кольцо является аддитивским. Мы, однако, в дальнейших расчетах для простоты принимаем, что туманность имеет форму сферы с указанными выше размерами.

радиоизлучения [6] с учетом геометрии нашей модели при малой оптической толщине приводит к следующему выражению для потока:

$$S = 9.6 \cdot 10^{-11} \frac{N_e^2 R}{V T} \left(17.7 + \ln \frac{T^{0.37}}{v} \right) (\theta_2^2 - \theta_1^2) \quad (1)$$

В (1) R выражено в парсеках, θ_1 и θ_2 — в минутах дуги; при этом S получается в единицах потока (1 ед. п. = 10^{-26} Вт/м² иц). С помощью этого выражения по потокам, приведенным в табл. 1, получаем среднее значение электронной плотности в излучающей сфере $N_e = 187 \text{ см}^{-3}$.

По имеющимся данным можно рассчитать спектр радиоизлучения туманности во всем диапазоне радиочастот. При произвольной оптической толщине имеем

$$S_\nu = \frac{4\pi k T \nu^2}{c^3} \int_0^{\theta_2} (1 - e^{-\tau_\nu(\theta)}) \theta d\theta; \quad \Delta l = \begin{cases} 2R \sqrt{\theta_2^2 - \theta^2} - \sqrt{\theta_1^2 - \theta^2} \\ \text{при } \theta < \theta_1; \\ 2R \sqrt{\theta_2^2 - \theta^2} \\ \text{при } \theta > \theta_1 \end{cases} \quad (2)$$

Результаты вычисления приведены на рис. 2 (сплошная линия).

По наблюдениям на частоте 750 МГц [4] размеры радиоизлучающей области в NGC 2359 получились равными $10' \times 17'$. Если считать область ответственную за радиоизлучение, сферической (с радиусом $13.5'$) и принять для нее значения температуры и расстояния из табл. 1, то по радиопотокам получаем $N_e = 17 \text{ см}^{-3}$. При этом значении N_e и угловых размерах из [4] спектр должен иметь вид, представленный на рис. 2 пунктиром. На рисунке видно, что в области метровых волн две рассмотренные модели дают различное поведение спектральной кривой.

2. Чтобы сделать окончательный выбор модели, мы провели наблюдения на волне 107 МГц с помощью плеча Восток—Запад крестообразного радиотелескопа ДКР-1000 Радиоастрономической станции ФИАН. Размеры диаграммы по половинной мощности составляли $9'.6 \times 3'.4$. Серия наблюдений позволила выделить радионисточник, координаты которого по α совпадают с координатами NGC 2359* (рис. 3). В качестве калибровочных использовались радионисточники ЗС 178 и ЗС 180, потоки которых из

* Ними была предпринята попытка пронаблюдать туманность NGC 6883 ($\alpha = 20^h 10^m 25^s$, $\delta = 38^\circ 14'$), однако близость мощного радионисточника Суг А ($\alpha = 19^h 57^m 45^s$; $\delta = 40^\circ 36'$) (координаты приведены на 1950 г.) не позволила сделать сколь-нибудь надежной оценки потока.

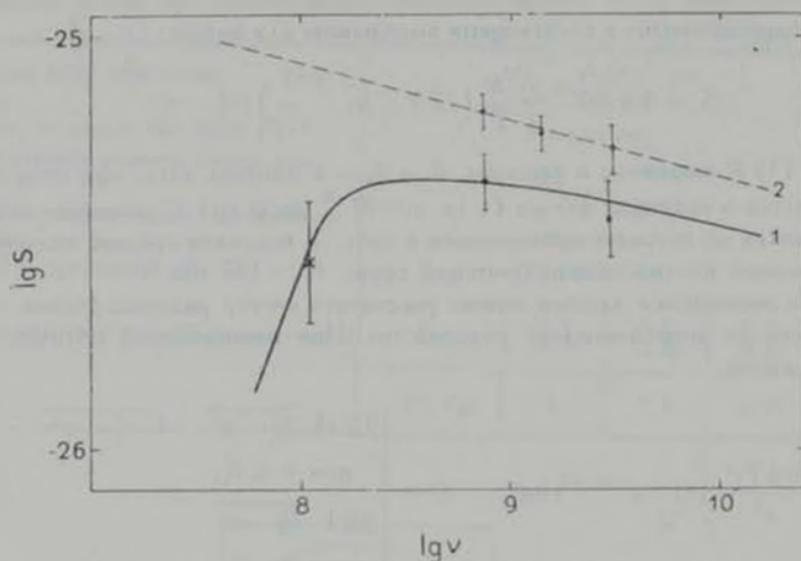


Рис. 2. Радиоспектр NGC 2359. При вычислении спектра на размер туманности принимался диаметр оптического кольца (сплошная кривая). Пунктир соответствует данным работы [4].

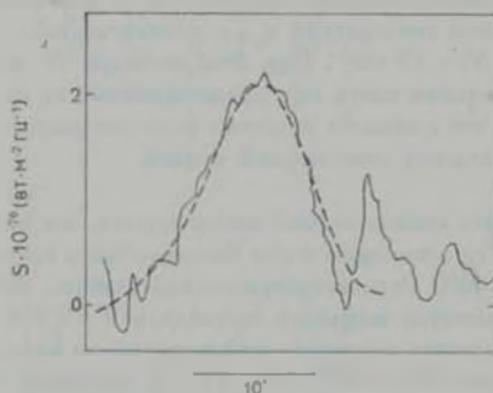


Рис. 3. Пример записи исследуемого источника на высоте 20° . Пульсиром нанесена диаграмма антенны на этой же высоте.

107 МГц были вычислены по потокам на 86 МГц и спектральным индексам этих источников [9]:

$$S_{107} (3C 179) = 22.6 \text{ ед. п.}; \quad S_{107} (3C 180) = 24.1 \text{ ед. п.}$$

Сканирование по δ показало, что наша запись шире диаграммы и представляет собой гумму откликов, по крайней мере, двух источничков. Попытка представить наблюдаемую запись как результат прохождения одного источничка привела к размерам последнего по $\delta \sim 3''$ (рис. 4). Суще-

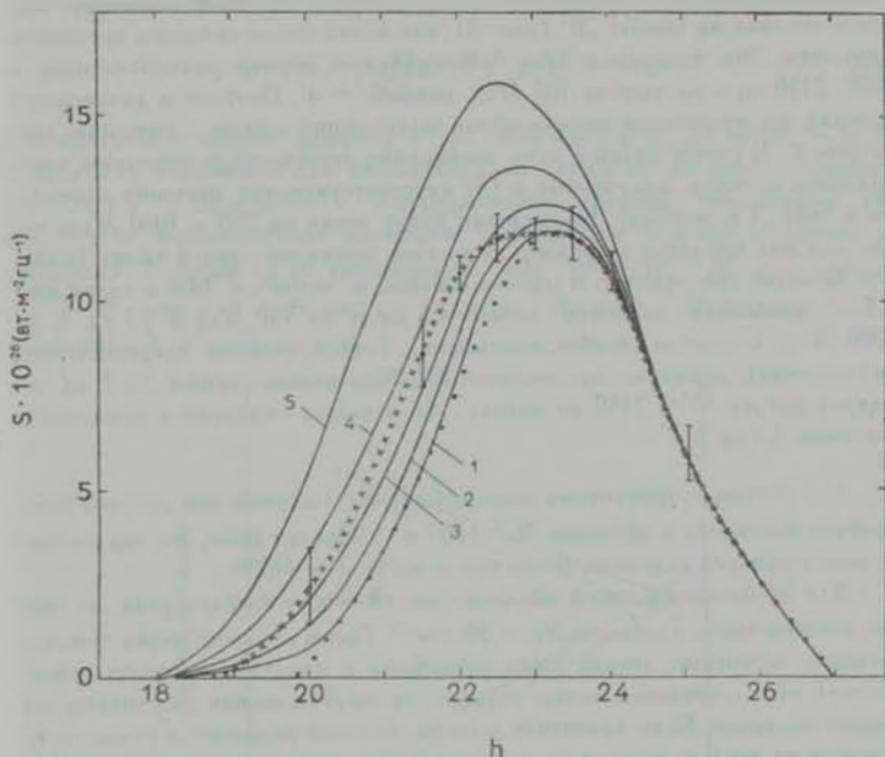


Рис. 4. Сравнение наблюдаемого отклика (крестики) с вычисленным (кривые 1—5). Точками показана диаграмма антенны.

ствование такого источничка мы считаем невероятным, так как его размер по α меньше $10'$ (отклик на каждой из высот получается не шире, чем диаграмма по α). Численное моделирование приводит к наилучшему согласию с наблюдениями, если координаты одного из источничков равны $\alpha = 7^{\text{h}}15^{\text{m}}15^{\text{s}}$ и $\delta = -11^{\circ}11'$, а другого совпадают с координатами NGC 2359. При этом значения потоков получаются равными $S_1 = 11.8$ е.д. п., $S_{\text{NGC 2359}} = 3$ е.д. п. По нашим наблюдениям на 86 МГц поток первого источничка составляет 14.0 е.д. п. Спектральный индекс его в исследованном интервале равен -0.82 . Следовательно, этот объект является не вошедшим в известные нам каталоги нетепловым источничком.

На рис. 4 кривые 1—5 представляют вычисленные отклики при $S_1 = 11.2$ ед. п. и $S_2 = 1; 2; 3; 5$ и 8.4 ед. п. (точками нанесена диаграмма антенны). Кривая 5, соответствующая спектру 2 (рис. 2), противоречит нашим наблюдениям. Следовательно, указанные в [4] угловые размеры являются завышенными. К этому же выводу придут и прямые измерения ширины отклика на высоте $20''$ (рис. 3), где вклад более сильного источника ничтожен. Эти измерения дают максимальный размер радиисточника в NGC 2359 по α на частоте 107 МГц , равный $\sim 4''$. Поэтому в дальнейших оценках мы принимаем модель полой излучающей сферы с внешним диаметром $4''$. В соответствии с этим необходимо пересмотреть величины интегральных потоков, полученные в [4] (соответствующие значения приведены в табл. 1 в скобках). Надежными будут точки на 750 и 3000 МГц , так как для них поправка за размер источника примерно одна и та же (близкие размеры диаграммы), и наклон спектра не меняется. Мы в своих расчетах принимали значения потока 4.5 ед. п. на 750 МГц и 3.7 ед. п. на 3000 МГц . С учетом ошибок вписывания (обусловленных погрешностями наблюдений), получим на частоте 107 МГц поток, равный 3 ± 1 ед. п. Оценка потока NGC 2359 по методу наименьших квадратов приводит к значению 3.3 ед. п.

3. С учетом исправленных значений потока, получим для средней электронной плотности в оболочке $N_e = 156 \text{ см}^{-3}$. Считая далее, что она состоит из ионизованного водорода, вычислим ее массу $M = 340 M_\odot$.

Для образования такой оболочки окружающая звезду среда до сжатия должна иметь плотность $N_H = 50 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, перед тем, как началось истечение, звезда была погружена в довольно плотную туманность. С использованием закона сохранения энергии можно рассчитать эволюцию оболочки. Если изменение энергии оболочки вызывается только истекающим из звезды веществом, а ее масса полностью определяется «нагретой» средой, уравнение сохранения энергии имеет вид:

$$\frac{d}{dt} \left[r^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right] = \frac{3 M V^2}{4 \tau_p} \quad (3)$$

Здесь M — скорость потери массы звездой, V — скорость вещества на уровне, где оно уже практически не связано со звездой, τ_p — плотность

* Следует заметить, что на этой частоте значительную ошибку может давать эффект путаницы (confusion), который по оценкам работы [10] составляет 2 ед. п. Однако соответствующие расчеты выполнены для внегалактических источников. Для плоскости Галактики (в которой лежит NGC 2359) этот эффект не исследован. Кроме того, может оказаться, что полученный отклик связан с наличием более двух источников. В этом случае приведенная нами оценка является верхним пределом радиопотока от NGC 2359 на частоте 107 МГц .

околозвездной среды. Учитывая, что радиус звезды значительно меньше радиуса оболочки ($r_* \ll r$), положим $r=0$ при $t=0$. Тогда из (3) получим

$$r = \left(\frac{25}{12\pi} \frac{|M| V_-^2}{\rho_*} t^3 \right)^{1/3} \quad (4)$$

и

$$V = \left(\frac{81}{500\pi} \frac{|M| V_-^2}{\rho_* t^2} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Для звезд WR можно принять $V_- = 1000$ км/сек и $|M| = 10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$ [11]. Принимая для околозвездной среды полученное значение $N_H = 50$ см $^{-3}$, приходим к эволюционным кривым, показанным на рис. 5. По наблюдаемым размерам определяем возраст оболочки и современную скорость ее расширения. При $|M| = 10^{-5} M_{\odot}$ имеем $t_{об} = 6 \cdot 10^4$ лет и $V = 42$ км/сек; если же $|M| = 10^{-6} M_{\odot}$, то $t_{об} = 10^5$ лет, а $V = 21$ км/сек.

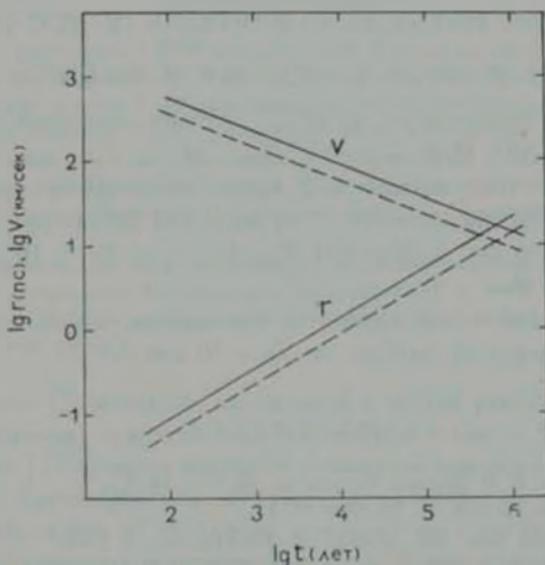


Рис. 5. Зависимость радиуса и скорости расширения туманности от времени для $|M| = 10^{-5} M_{\odot}$ (сплошные линии) и для $|M| = 10^{-6} M_{\odot}$ (пунктир).

Нам не известны измерения скорости расширения этой туманности. Однако для NGC 6888 получено $V \approx 80$ км/сек [12]. Мы видим, что эта величина по порядку совпадает с полученной нами.

В итоге, к данным табл. 1 можно добавить следующие характеристики оболочки:

$$N_e = 156 \text{ см}^{-3}, \quad M = 340 M_\odot, \quad t_{\text{об}} = (6 \cdot 10^1 + 10^2) \text{ лет}, \\ V = (20 \div 40) \text{ км сек}$$

Оценим плотность вещества в пространстве между звездой и оболочкой. За время $6 \cdot 10^1$ лет при $|M| = 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ из звезды будет выброшено $0.6 M_\odot$. Эта масса распределится во внутреннем объеме оболочки и даст среднюю концентрацию $N_e \approx 0.35 \text{ см}^{-3}$. При $|M| = 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ и возрасте 10^2 лет получим $N_e \approx 0.06 \text{ см}^{-3}$. Вклад этого вещества в меру эмиссии туманности будет ничтожным, и, следовательно, использованное выше предположение об отсутствии газа внутри оболочки вполне допустимо.

В заключение авторы выражают благодарность А. Д. Кузьмину за полезные дискуссии и В. В. Ивановой за помощь в проведении наблюдений

Физический институт
им. П. Н. Лебедева

ON THE PHYSICAL CONDITIONS IN NGC 2359

I. F. MALOV, V. S. ARTJUKH, V. M. MALOFEEV

The radio observations of NGC 2359 are described. Flux density of this source at 107 MHz is $3 \cdot 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

It is shown that optical and radio observations agree with the model of the radiating envelope. The estimated parameters of the envelope are: $N_e = 156 \text{ cm}^{-3}$, $M = 340 M_\odot$, $t_{\text{об}} = (6 \cdot 10^1 - 10^2) \text{ years}$, $V = (20 - 40) \text{ km sec}$.

The estimated concentration of the medium which surrounded the star at initial stages of outflow is $N_H = 50 \text{ cm}^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Пикельнер, П. В. Щеллов, *Астрон. ж.*, 45, 953, 1968.
2. В. С. Аведисова, *Астрон. ж.*, 48, 894, 1971.
3. A. B. Underhill, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, No. 6, 1968.
4. H. M. Johnson, D. E. Hogg, *Ap. J.* 142, 1033, 1965.
5. L. F. Smith, R. A. Batchelor, *Austral. J. Phys.*, 23, 203, 1970.
6. С. А. Каплин, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, Физматгиз, М., 1963.
7. L. F. Smith, *M. N.*, 141, 317, 1968.
8. Т. А. Лозинская, В. Ф. Есипов, *Астрон. ж.*, 48, 449, 1971.
9. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, Р. Д. Даткессаманский, В. Н. Кожухов, *Астрон. ж.*, 45, 712, 1968.
10. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, П. М. Даткессаманская, *Астрон. ж.*, 50, 924, 1973.
11. A. B. Underhill, *Astrophys. Space Sci.*, 3, 109, 1969.
12. Т. А. Лозинская, *Астрон. ж.*, 47, 122, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III. ГАЛАКТИКИ № 11, 12 и 13

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 4 апреля 1975

Приводятся результаты UBV \bar{R} поверхностной фотометрии галактик в ультрафиолетовом континуумом Маркарьян 11, 12 и 13. Определены интегральные яркости и цвета галактик. Показатели цвета U—V в ядерных частях меньше, чем во внешних областях соответствующих галактик. То же самое имеет место и B—V для Маркарьян 11 и 13 (рис. 2 и 4). Между тем, показатели цвета V—R возрастают к центру последних двух галактик. В Маркарьян 12 как B—V, так и V—R остаются постоянными по всей галактике (рис. 3). В случае Маркарьян 11 показатель цвета B—V уменьшается при увеличении V—R (рис. 5).

Только незначительная доля интегральных излучений галактик Маркарьян 11, 12 и 13 обусловлена площадками, находящимися по своим U—V и B—V цветам выше линии абсолютно черного тела на диаграммах (U—V, B—V). Ядра всех трех галактик располагаются ниже этой линии.

1 *Введение.* По методике, изложенной в первой работе этой серии [1], проведена детальная поверхностная фотометрия галактик Маркарьян 11, 12 и 13 из списка [2]. Снимки получены в шмидтовском фокусе универсального телескопа Таутенбургской обсерватории. Измерение изображений галактик производилось на объективном фотометре с диафрагмой, вырезающей на снимках квадрат со стороной около 5". Цветовая система и ошибки измерения приведены в [1].

Об исследованных галактиках известны следующие данные.

Маркарьян 11. Согласно Б. Е. Маркарьяну [2], галактика принадлежит к разновидности S3, т. е. обладает звездообразным спектром с умеренным континуумом в ультрафиолете. Б. А. Воронцов-Вельяминов классифицировал ее как эллиптическую галактику [3], а А. Т. Каллоглян — типа S0 [4]. По данным Д. В. Видмана и Э. Е. Хачикяна [5] в спектре галактики

не видны ни эмиссионные линии, ни линии поглощения. Поэтому радиальная скорость галактики неизвестна.

Маркарян 12. Спектр галактики принадлежит к диффузной разновидности d с умеренным ультрафиолетовым континуумом. Согласно [3], она является галактикой типа SBc, а согласно [4] — типа Sc, и южном рукаве которой имеется очень яркое сгущение, по яркости сравнимое с ядром галактики. За этим сгущением поверхностная яркость рукава сильно падает. Другой примечательной особенностью галактики, как это было выявлено в [4], является мостик, соединяющий сгущение на краю северной ветви с ядром галактики. Однако на фотографиях, полученных Ж. Айдманном и Ж. Лелепром с большим масштабом, видно, что этот мостик не доходит до ядра [6].

По данным В. Сарджента [7] в спектре Маркарян 12 наблюдаются эмиссионные линии и линии поглощения H и K Ca II. Эмиссия приходит из области с размерами 6.7 кпс. Радиальная скорость галактики 4140 км/сек.

Угловое расстояние между Маркарян 11 и 12 равно 5'.9. Эти объекты входят как пара галактик Маркаряна в статистическую выборку, изученную Айдманном и Каллогляном [8].

Маркарян 13. По виду спектра галактика принадлежит к промежуточной разновидности sd с сильным ультрафиолетовым континуумом. Морфологический тип SBh(rs) по Ж. де Вокулёру [9] и SBb по [4]. В спектре имеется множество узких эмиссионных линий, радиальная скорость галактики 1560 км/сек [5].

2. *Результаты измерений.* В табл. 1—3 приводятся карты распределения поверхностных яркостей с кв. секунды дуги в системе В и показателей цвета U—В, В—V, V—R для Маркарян 11, 12 и 13, соответственно. Эти величины для каждой измеренной площадки в таблицах приводятся в указанном здесь порядке сверху вниз. Слева и сверху даются прямоугольные координаты центров площадок в секундах дуги относительно ядер галактик. Позиционные углы направления измерений по оси x равны $114^{\circ}6$ для Маркарян 11 и 12, $43^{\circ}5$ — для Маркарян 13. Первые площадки в левом верхнем углу табл. 2 и 3 находятся в северо-восточной части галактик Маркарян 12 и 13. Соответствующая площадка в табл. 1 находится в юго-восточной части Маркарян 11. При этом склонение начальных площадок всегда больше склонений первых площадок следующих разрезов. Отметим, что Маркарян 11 измерялась параллельно большой оси, а перемычке Маркаряч 13 соответствует разрез с $x=0$ (табл. 1). Упомянутое выше яркое сгущение в южном рукаве Маркарян 12 имеет координаты $x=0$, $y=-13''$.

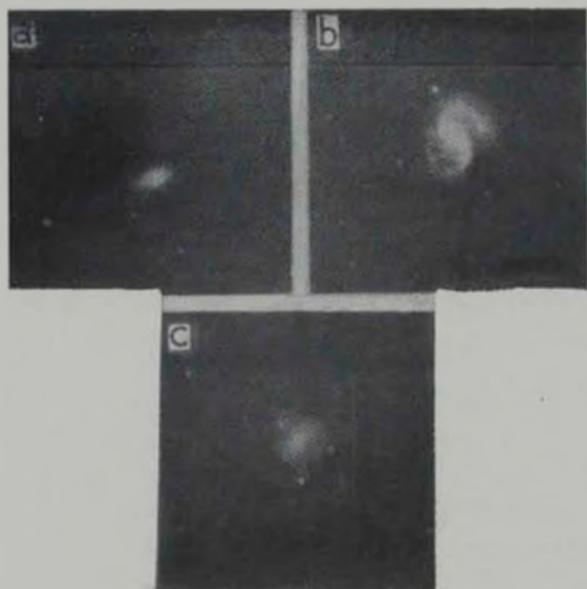


Рис. 1. а) Маркарян 11, б) Маркарян 12, с) Маркарян 13. Снимки сделаны в лучах V. Север сверху, восток слева.

К ст Ф Бергена, А. Т. Каллогляна

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В λ И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U—B, B—V, V—R В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРИЯНА II

λ	u	-30	-25	-20	-15	-10	-5	0	-5	-10	-15	-20	-25
-10	B				21.8	24.10	24.72	23.83	23.65	24.7			
	U—B												
	B—V					0.69	1.35	0.75	0.35	1.3			
	V—R							0.18		0.0			
-5					23.97	23.26	22.54	22.38	22.60	23.21	23.8	24.35	
						0.02	0.24	0.03	0.16	0.05			
					1.17	1.00	0.62	0.98	0.68	0.76	0.83	0.77	
					-0.2	-0.06	0.11	-0.04	0.16	0.17	0.05	0.2	
0	24.9	24.27	24.12	23.29	22.50	21.05	19.85	21.39	22.48	23.43	24.17	24.64	
					-0.01	0.11	0.28	0.10	0.29	0.34			
	0.67	1.22	1.01	0.79	0.45	0.22	0.81	0.74	1.00	1.06	0.94		
		-0.20	0.14	0.38	0.55	0.51	0.21	0.22	0.18				
-5	24.9	24.09	23.33	22.74	21.87	21.39	22.02	22.98	23.27	24.35	24.62		
					-0.08	0.17	0.07	0.13	0.38	0.29			
	1.00	1.13	0.69	0.83	0.72	0.51	0.60	0.85	0.63	0.92	0.72		
			0.44	0.33	0.29	0.48	0.41	0.26	0.01	0.0			
-10			24.32	24.24	24.62	23.25	23.35	23.88	23.74	24.00			
					-1.00		-0.21	0.04	-0.20				
			0.55	0.84	0.73	0.52	0.68	1.02	0.41	0.53			
				0.30	0.26	0.47	0.33	0.29	0.23				
-15				24.5	24.6								

а) Интегральные звездные величины и показатели цвета. На основании данных табл. 1—3 вычислены интегральные звездные величины и показатели цвета U—B, B—V, V—R галактик. Полученные данные, вместе с соответствующими данными в ядрах галактик, приведены в табл. 4.

Из данных табл. 4 видно, что наиболее голубым объектом является Маркария 12 типа Sc, а наиболее красным — Маркария 11 типа S0. У всех галактик показатели цвета U—B ядер меньше интегральных. То же самое имеет место и для показателей цвета B—V, кроме галактики Маркария 12. В случае показателя цвета V—R наблюдается обратное явление: для ядер галактик он больше интегральных. Это явление наблюдалось также у ярких сгущений Маркария 7 и 8 [1].

б) Распределение яркости и цветов. На рис. 2—4 приводится распределение поверхностной яркости и показателей цвета по соответствующим разрезам $\lambda=0$ для Маркария 12 и 13 и $u=0$ для Маркария 11. По осям ординат слева указаны поверхностные яркости и системе B, справа — показатели цвета. По осям абсцисс отложены расстояния точек от центров галактик в секундах дуги.

В случае Маркария 11 (рис. 2) заметно почти симметричное падение яркости в обе стороны от ядра. Показатель цвета U—B только слегка

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В U^* И ПОКАЗАТЕЛЕЙ
ЦВЕТА $U - V$, $V - V$, $V - R$ В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРИЯ 12

x^* y^*	+25	+20	+15	+10	+5	0	-5	-10	-15	-20	-25
+25	$B - U^*$				22.83	23.00	23.55		23.61		
	$U - V$				-0.32	-0.25	-0.34		-0.34		
	$V - V$				0.41	0.54	0.69		0.08		
	$V - R$				0.24	0.36	0.31		0.33		
+20				23.38	22.33	22.12	22.13	22.43	22.70		
				-0.56	-0.10	-0.01	0.05	-0.15	0.0		
				0.50	0.98	0.33	0.33	0.43	0.13		
				0.04	0.10	0.17	0.26	0.18	0.41		
+15		23.48	22.33	21.63	21.34	21.34	21.73	22.42	23.62		
		-0.17	0.17	-0.07	-0.01	-0.01	-0.10	0.04	-0.12		
		0.61	0.18	0.41	0.32	0.28	0.35	0.36	0.84		
		0.10	0.18	0.30	0.22	0.33	0.30	0.19	0.40		
+10	23.83	22.27	21.83	20.83	21.18	21.54	21.42	21.85	22.95		
	-0.06	-0.15	-0.16	-0.11	-0.08	0.01	0.02	0.22	0.0		
	0.73	0.20	0.33	0.35	0.27	0.34	0.15	0.15	0.55		
	0.20	0.01	0.25	0.24	0.18	0.15	0.27	0.24	0.10		
+5	23.12	22.07	21.27	20.73	20.85	21.30	21.54	21.51	22.40		
	-0.27	0.16	-0.13	-0.12	-0.17	-0.10	-0.10	0.05	-0.30		
	0.32	0.10	0.35	0.23	0.30	0.28	0.04	0.21	0.29		
	0.07	0.15	0.15	0.41	0.28	0.19	0.35	0.25	0.17		
0	22.87	22.37	21.55	20.44	20.02	21.12	21.54	21.25	22.08	23.52	
	-0.22	-0.26	-0.24	0.04	-0.35	-0.21	-0.10	-0.20	-0.10	0.39	
	0.50	0.31	0.47	0.34	0.39	0.23	0.06	0.27	0.24	0.52	
	0.10	0.22	0.26	0.37	0.28	0.25	0.16	0.09	0.21	0.40	
-5	22.56	22.40	21.72	21.04	20.36	21.26	21.92	21.86	22.17	23.50	
	-0.26	-0.06	0.06	-0.07	-0.23	-0.20	0.15	-0.23	-0.37	-0.30	
	0.31	0.36	0.22	0.42	0.40	0.40	0.11	0.24	0.24	0.40	
	0.03	0.20	0.35	0.28	0.30	0.19	0.16	0.14	0.31	0.36	
-10	23.85	22.54	22.46	22.00	21.54	20.64	21.62	22.72	22.53	22.80	
	-0.60	-0.09	0.11	0.03	-0.13	-0.27	-0.23	-0.31	0.02	-0.14	
	0.50	0.04	0.35	0.25	0.51	0.38	0.16	0.30	0.15	0.26	
	0.40	0.15	0.15	0.30	0.22	0.33	0.42	0.32	0.11	0.30	
-15	24.14	23.00	22.55	22.29	21.40	20.70	22.30	23.65	23.16	23.74	
	-0.64	-0.16	0.02	0.05	-0.14	-0.34	-0.21	-0.67	-0.20	-0.74	
	0.71	0.56	0.42	0.47	0.40	0.25	-0.14	1.08	0.40	0.74	
	0.58	-0.01	0.19	0.07	0.12	0.30	0.54	0.1	0.21	0.2	
-20	23.16	22.40	22.02	21.94	22.55	23.88	23.58	23.96			
	-0.25	-0.12	0.04	-0.01	-0.08	-0.78	-0.27	-0.30			
	0.36	0.29	0.02	0.31	0.04	0.77	0.39	0.76			
	0.06	0.04	0.35	0.20	0.60	0.28	0.60	0.50			
-25	23.61	23.53	23.68	23.47	24.30	24.40					
	0.0	0.14	-0.41	-0.04	0.94	-1.01					
	0.30	0.58	0.58	-0.03	0.90	0.94					
	0.35	0.05	0.28	0.60	0.50	0.30					

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ V И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U , B , V , $V-R$ В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 13

x°	y°	+25	+20	+15	+10	+5	0	-5	-10	-15	-20
20	V/\square°		24.6	24.3	23.99	24.31	24.3	24.13	24.30	24.7	
	$U-B$				0.90	0.29	0.91	0.8		0.49	
	$B-V$						-0.10			0.91	
	$V-R$										
15		24.50	23.8	23.43	23.62	23.07	23.20	23.68	24.24	24.6	
		0.75	0.6	0.36	0.69	0.17	0.71	0.69			
		-0.3	-0.20	0.19	0.21	0.06	0.37				
10		23.70	23.23	23.23	22.50	22.26	22.71	23.27	23.60	23.9	
		0.53	-0.21	-0.23	0.15	0.28	0.11		-0.28	0.5	
		0.50	0.60	0.62	0.28	0.35	0.51	0.50			
5		23.70	22.63	22.65	22.16	21.66	22.42	23.22	23.39	24.25	
			0.01	0.19	0.36	0.11	0.20	0.02	-0.23		
		0.70	0.28	0.41	0.46	0.48	0.48	0.67	0.58	0.64	
0			0.05	0.11	0.16	0.20	0.32	0.11	-0.02	0.32	
	24.6	23.50	22.20	22.25	21.88	20.33	21.82	22.83	23.42	24.08	
		0.05	0.24	0.17	-0.14	-0.30	0.18	0.07	0.42	-0.76	
-5				0.33	0.58	0.06	0.35	0.61	0.54	0.48	
				0.19	0.23	0.47	0.26	0.19	0.18		
	24.8	25.0	23.3	23.00	22.20	21.28	21.97	22.83	23.61	23.48	
-10				-0.13	0.16	0.10	0.17	0.03	-0.23	0.01	
		1.0	0.5	0.60	0.53	0.45	0.51	0.58	0.76	0.27	
			0.1	0.20	0.15	0.41	0.26	0.17	-0.24		
-15		24.6	25.0	23.68	22.82	22.22	22.51	23.20	23.71	23.90	
					0.08	0.43	0.39	0.25	-0.16		
			1.5	0.97	0.72	0.57	0.61	0.70	0.73	0.56	
-20			0.3	0.01	0.06	0.07	0.03	0.14	0.34		
		24.3	24.25	23.55	23.15	23.34	23.8	23.6	22.90		
						0.12			-0.38		
-25				1.20	0.94	0.86	0.75	0.9			
				0.13	0.21	-0.13	0.30	0.3			
	24.7	24.7	23.67	24.00	23.60	23.86		24.2	23.9		
-30			0.9	0.47	0.92	0.68	0.67				
				0.67	0.08	0.15					
-35		25.0		24.0	24.2	24.4					
				0.7		0.7					

уменьшается в центре галактики. В распределении $B-V$ наблюдается относительно более сильное падение к центру. Показатель цвета $V-R$, наоборот, увеличивается в центральных частях галактики. В отношении по-

Таблица 4
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК

	Маркарян 11		Маркарян 12		Маркарян 13	
	интегр.	ядро	интегр.	ядро	интегр.	ядро
B	$15^m 12$	$15^m 31$	$13^m 45$	$15^m 43$	$15^m 01$	$16^m 77$
$U-B$	$+0.12$	0.10	-0.15	-0.31	$+0.01$	-0.30
$B-V$	$+0.56$	$+0.22$	0.31	$+0.31$	0.44	$+0.06$
$V-R$	-0.35	$+0.51$	$+0.26$	$+0.23$	0.23	$+0.47$
размеры	0.5×0.3	0.1	0.1×0.9	0.1	0.6×0.6	0.1

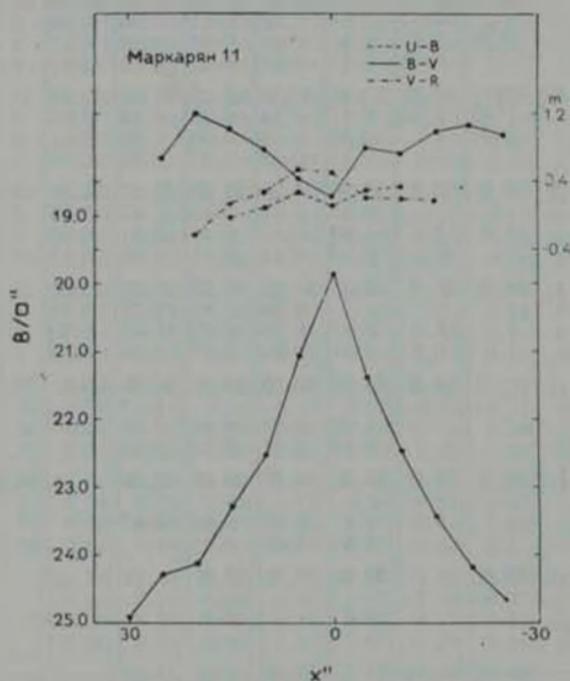


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета вдоль большой оси Маркаряна 11. Слева шкала поверхностных яркостей, справа — показателей цвета

ведения показателей цвета $U-B$ и $B-V$ при приближении к центру Маркаряна 11 прямо противоположна галактике Маркарян 10 [10]. По-видимому, в последнем случае избыток излучения ядра локализован в ультра-

фиолетовой части спектра, а в случае Маркария 11 он простирается до синей его части. При этом предположении можно ожидать более пологого распределения $U-B$ близ центра Маркария 11 и более резкого уменьшения $U-B$ к центру Маркария 10. По поведению распределения показателя цвета $V-R$ Маркария 11 ведет себя как нормальная галактика.

Асимметрия, наблюдаемая в распределении яркости по большой оси Маркария 12 (рис. 3), обусловлена наличием спиральных рукавов. По этой же причине распределение показателей цвета $B-V$ и $V-R$ является пологим. Эти показатели цвета ядра не меньше, чем в спиральных рукавах, только показатель цвета $U-B$ несколько уменьшается в области ядра.

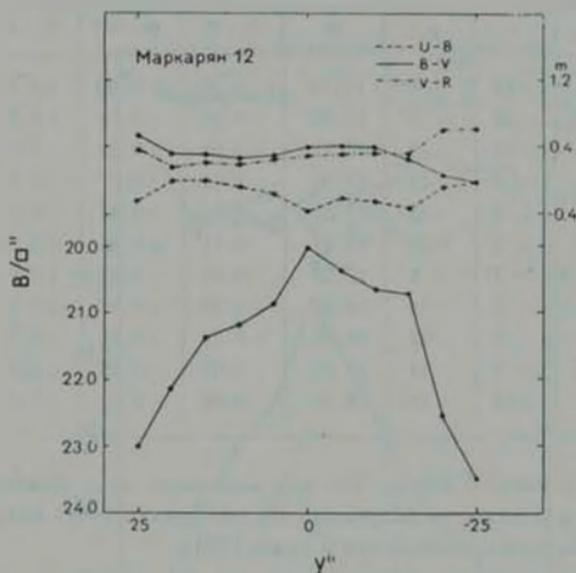


Рис. 3. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета в Маркарии 12 в направлении север—юг.

По своим цветам $U-B$, $B-V$ и $V-R$ ядро Маркария 12 идентично упомянутому выше яркому сгущению в южном рукаве галактики. Фотометрические параметры этого сгущения следующие: $B = 16^m 85$, $U-B = 0^m 36$, $B-V = 0^m 31$, $V-R = 0^m 23$. Это сгущение лишь на $0^m 4$ слабее ядра галактики (табл. 4). Абсолютная звездная величина сгущения, после исправления за галактическое поглощение и при $H = 75$ км/сек. Мпс, равна: $M_v = -17^m 2$. По всей вероятности, это сгущение является сверхсгущением.

В табл. 5 приводятся интегральные звездные величины и показатели цвета некоторых участков рукавов Маркарян 12, измеренных с той же диафрагмой, что и вся галактика. Показатели цвета $U-B$ существенно уменьшаются только у сверхассоциации № 9 и у сгущения № 1, находящегося на краю северной ветви галактики. Цвета сгущения № 8, находящегося между ядром и сверхассоциацией № 9, подвержены влиянию излучения этих образований.

Таблица 5

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА
НЕКОТОРЫХ УЧАСТКОВ РУКАВОВ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 12

№	x	y	B	$U-B$	$B-V$	$V-R$
1	-15'	0"	17 ^m 73	-0 ^m 20	-0 ^m 28	+0 ^m 01
2	-14	5	17.52	-0.02	-0.19	-0.25
3	-12	+10	17.91	-0.03	+0.13	+0.31
4	-5	+15	17.80	-0.01	-0.27	-0.35
5	+2	+15	17.85	-0.07	-0.34	-0.34
6	+5	+10	17.21	-0.11	-0.35	-0.23
7	+7	5	17.22	0.18	-0.37	+0.34
8	-2	5	16.81	-0.30	-0.35	+0.32
9	0	-13	16.85	-0.36	+0.31	+0.23
10	-3	-18	17.71	0.07	+0.28	+0.32
11	+12	-19	18.53	0.00	+0.22	+0.30

Из данных табл. 5 видно, что нет заметного хода изменения цветов вдоль рукавов в отличие от Маркарян 10, где наблюдалось интенсивное потемнение рукавов при продвижении к краю [10].

На рис. 4 приведено распределение яркости и цветов вдоль направления перемычки Маркарян 13. Асимметрия в распределении яркости обусловлена пекулярной структурой галактики. Показатели цвета $U-B$ и $B-V$ заметно уменьшаются в центральной области галактики, а $V-R$, наоборот, увеличивается к центру. В этом отношении Маркарян 13 похожа на Маркарян 11. Абсолютная звездная величина ядра Маркарян 13 равна -14^m8 . Из трех изученных в настоящей работе галактик Маркарян 13 обладает наиболее слабым ядром с малыми значениями $U-B$ и $B-V$.

3. *Диаграммы ($U-B, B-V$) и ($B-V, V-R$)*. На этих диаграммах наблюдается довольно большая дисперсия точек, как это имело место и в случаях Маркарян 7, 8 и 10 [1, 10]. Здесь мы приводим лишь диаграмму ($B-V, V-R$) для Маркарян 11 (рис. 5). Как видно из этой диаграммы,

для Маркарян 11 имеется определенная связь между показателями цвета $B-V$ и $V-R$: при уменьшении $B-V$ показатель цвета $V-R$ увеличивается. Подобная зависимость наблюдалась также для Маркарян 8 [1]. Построение аналогичной диаграммы для Маркарян 10 обнаруживает подобную тенденцию. Отметим, что для всех изученных галактик в одном и том же цвете использованы одни и те же характеристические кривые. При этом галактики Маркарян 7, 8, 11 и 12 находятся в одной области и измерены на одних и тех же пластинках, а Маркарян 10 и 13 — на других. Поэтому нет никаких оснований полагать, что обнаруженная зависимость между $B-V$ и $V-R$ для трех из шести галактик может быть объяснена какими-либо систематическими ошибками в тех или иных цветах.

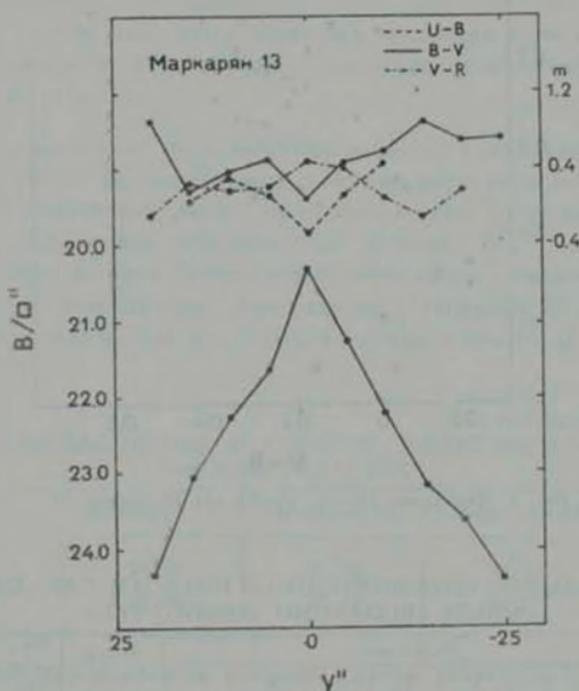


Рис. 4. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета вдоль направления перемычки Маркарян 13.

На диаграммах ($U-B$, $B-V$) исследовано распределение интенсивностей измеренных площадок относительно линии абсолютно черного тела. Проведенные параллельно этой линии полосы имеют ширину в $0''^2$, а расположение и нумерация полос совпадают с таковыми в работах [1, 10].

В табл. 6 приводятся интегральные интенсивности площадок, попадающих в каждую полосу, в долях интегральных яркостей соответствующих га-

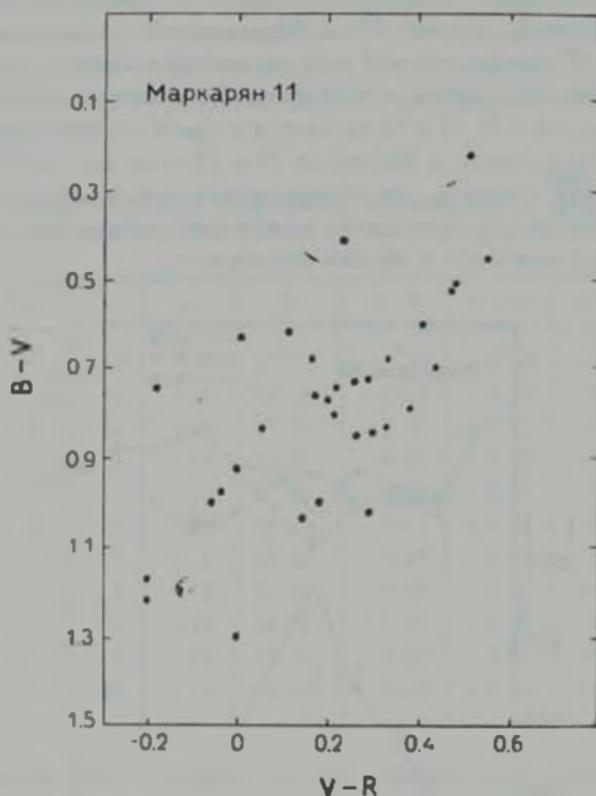


Рис. 5. Диаграмма (B-V, V-R) для Маркарян 11.

Таблица 6

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОЛОСАХ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛИНИИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

№ галактики	№ полосы							Морф. тип	Вид спектра	I ₁	I ₂
	1	2	3	4	5	6	7				
7	—	—	0.02	0.11	0.45	0.34	0.03	Jrr1	d2	0.13	0.87
8	0.01	0.03	0.05	0.14	0.55	0.15	0.01	Jrr1	d1	0.29	0.71
10	—	0.02	0.41	0.14	0.22	0.12	0.06	S(B)1	s1	0.60	0.40
11	0.01	—	0.01	0.04	0.36	0.10	0.44	S0	s3	0.10	0.90
12	0.01	0.01	0.01	0.01	0.30	0.11	0.17	Sc	d3	0.04	0.96
13	—	—	0.01	0.07	0.16	0.49	0.23	SB1	s11	0.08	0.92

лактик. Для сравнения в таблице приводятся также аналогичные данные о ранее исследованных галактиках [1, 10]). I_1 означает сумму интенсивностей в полосах 1—4, а I_2 —в полосах 5—7.

Как видно из данных табл. 6, только незначительная часть интегрального излучения I_1 галактик Маркарян 7, 11, 12 и 13 приходится на область выше линии абсолютно черного тела. Из всех шести галактик только у Маркарян 10 максимум распределения попадает выше этой линии, что обусловлено наличием у этой галактики сейфертовского ядра. Во всех остальных случаях ядра галактик или ярчайшие сгущения в них, кроме сгущения № 1 в Маркарян 8 [1], по своим показателям цвета U—B и B—V занимают области ниже линии абсолютно черного тела на соответствующих диаграммах. Доля излучения, приходящая на область выше линии абсолютно черного тела, по-видимому, не зависит от морфологического типа галактики и вида спектра. Однако намечается некоторая тенденция к увеличению этой доли в зависимости от интенсивности ультрафиолетового избытка, что и можно было ожидать.

4. *Средневзвешенные поверхностные яркости.* Средневзвешенные поверхностные яркости β_0 исследуемых галактик вычислены методом, изложенным в [1]. Полученные данные приведены в табл. 7, где для сравнения приводятся также средние поверхностные яркости V/\square'' , вычисленные обычным способом деления интегральной интенсивности галактики на площадь измеренной поверхности. Как видно, Маркарян 13 является существенно более слабой, чем остальные галактики, в том числе и Маркарян 7, 8 и 10 [1, 10].

Таблица 7

СРЕДНЕВЗВЕШЕННЫЕ И СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ
ЯРКОСТИ ГАЛАКТИК

	Маркарян 11	Маркарян 12	Маркарян 13
β_0	21 ^m 60	21 ^m 30	22 ^m 18
V/\square''	22.68	22.10	23.10

По поверхностной яркости наиболее яркой является Маркарян 12. Дисперсия значений средневзвешенных поверхностных яркостей, вычисленная по шести галактикам, в 1.4 раза меньше дисперсии средних поверхностных яркостей V/\square'' .

5. *Заключение.* Настоящее исследование показывает, что значения показателей цвета U—B для ядерных областей галактик Маркарян 11, 12 и 13 меньше значений их интегральных U—B. Существенная разница имеется также в показателях цвета B—V ядерной области и всей галактики для

Маркарян 11 и 13. У Маркарян 12 показатели цвета $B-V$ ядра и всей галактики примерно равны. Отсюда следует, что ультрафиолетовый избыток в ядрах этих галактик с разной интенсивностью простирается до синей области спектра. В случае показателей цвета $V-R$ картина меняется: этот показатель цвета для ядер больше, чем для всей галактики. По-видимому, излучение в этих участках спектра является обычным. Характер зависимости между $B-V$ и $V-R$ цветами в случае Маркарян 11 позволяет предположить, что наряду с ультрафиолетовым избытком излучения иногда может присутствовать также избыток излучения в красной части спектра.

Ядро галактики Маркарян 12 по своим цветам и светимости почти не отличается от яркого сгущения в южном рукаве галактики. По-видимому, это сгущение является сверхассоциацией. Вероятно, ядро и сверхассоциация Маркарян 12 имеют одинаковую природу. В связи с этим небезынтересно отметить, что Маркарян 404, с диффузным спектром b и умеренным ультрафиолетовым континуумом, представляет собой сгущение (или сверхассоциацию) в рукаве яркой спиральной галактики [11].

Нами были составлены диаграммы ($U-B$, $B-V$) для каждой из рассматриваемых галактик. Мы их не приводим из-за недостатка места. Ядра всех галактик располагаются ниже линии абсолютно черного тела. Только незначительная часть излучения галактик Маркарян 11, 12 и 13 обусловлена излучением площадок, находящихся по своим цветам выше этой линии. Вопрос о характере излучения внеядерных областей галактик Маркарян мы обсудим после завершения намеченной нами программы аналогичного исследования нормальных галактик разных морфологических типов, полученных на тех же пластинках.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и полезное обсуждение. Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству ЦИА АН ГДР за предоставление возможности наблюдать на двухметровом телескопе и гостеприимство.

Центральный институт астрофизики АН ГДР
Бюрокванская астрофизическая обсерватория

A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. III. GALAXIES No. 11, 12 and 13

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGLIAN

The results of UBV \bar{R} surface photometry of galaxies Markarian 11, 12 and 13 with ultraviolet continuum are given. The integral brightnesses and $U-B$, $B-V$ and $V-R$ colours of galaxies have been

determined. In U-B the nuclear parts of all three galaxies are bluer than their outer parts. We have a similar difference in B-V for Markarian 11 and 13. On the contrary the V-R colours are redder in the central parts of Markarian 11 and 13 (Fig. 2 and 4) while the distribution of both B-V and V-R in Markarian 12 is quite flat (Fig. 3). For Markarian 11 the values of V-R and B-V change in opposite directions (Fig. 5).

On the (U-B, B-V) diagrams only a few percent age of integral brightness of the galaxies is due to the regions located above the black-body line (Table 6). The nuclei of all three galaxies are located below this line.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бернсен, А. Т. Каллоляин, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. Б. А. Воронцов-Вильямов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, М., 1962.
4. А. Т. Каллоляин, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
5. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
6. Ж. Айдманн, частное сообщение.
7. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
8. J. Holdmann, A. T. Kalloghlan, *Astrofizika*, 9, 71, 1973.
9. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1964.
10. Ф. Бернсен, А. Т. Каллоляин, *Астрофизика*, 11, 5, 1975.
11. Ф. Бернсен, А. Т. Каллоляин, *Астрофизика*, 11, 369, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ

В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 3 июля 1975

Получены спектры галактик высокой поверхностной яркости из списка М. А. Аракеляна [1]. Сорок из семидесяти трех галактик имеют эмиссионные линии в спектрах. Для галактик с эмиссионными линиями определены красные смещения и абсолютные величины.

В настоящем сообщении приводятся результаты выполненных в 1974—1975 гг. спектральных наблюдений галактик высокой поверхностной яркости из списка М. А. Аракеляна [1]. Нерасширенные спектры в области длин волн 5800—7500 Å получены при помощи спектрографа с электронно-оптическим преобразователем, установленного в касегреновском фокусе 25-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. Дисперсия спектрограмм составляет 225 и 265 Å/мм; инструментальная ширина линии около 10 Å. Фотографирование производилось на эмульсии А-600.

Как показали первые наблюдения галактик из списка [1], в спектрах более половины из них присутствуют эмиссионные линии водорода [2, 3]. Наши наблюдения включают 73 галактики, и в спектрах 40 из них обнаружены эмиссионные линии. Данные о галактиках с эмиссионными линиями и описание их спектров приведены в табл. 1, содержащей последовательный номер галактики согласно [1], видимую величину m_r по каталогу Цвикки и соавторов [4, 5], красное смещение z , среднюю поверхностную яркость ϵ в квадратной секунде дуги В в системе [1], оценки интенсивности эмиссионных линий $[SII]_{\lambda\lambda 6717/31}$, $[NII]_{\lambda\lambda 6548/83}$, H α и абсолютную фотографическую величину M_r . Индексы s , m и w обозначают соответственно сильную, среднюю и слабую эмиссии. При вычислении M_r постоянная Хаббла была принята равной $75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ и введена поправка за поглощение света в Галактике $-0.25 \text{ cosec } |b''|$. В примечаниях к табл. 1 от-

Таблица 1

Nv	m_p	z	\bar{B}	[S II]	[N II]	H γ	M p
170	15.0	0.022	21.9	—	—	w	-20.4
173	14.5	0.005	21.1	—	w	s	-18.1
198	14.7	0.026	21.7	—	w	m	-20.7
201	14.7	0.023	21.9	w	s	s	-20.6
202	13.4	0.026	21.8	—	m	m	-21.5
205	14.8	0.020	22.0	—	—	s	-20.1
210	14.7	0.015	21.9	—	w	s	-19.6
214	12.5	0.011	21.4	w	w	s	-21.0
218	14.2	0.025	21.5	—	w	s	-21.2
223	15.0	0.022	21.6	—	—	m	-20.1
225	14.7	0.009	21.7	—	—	m	-18.5
226	11.7	0.018	21.3	—	—	w	-19.9
229	13.6	0.008	21.4	—	m	m	-19.2
231	14.0	0.009	21.8	—	—	s	-19.1
236	14.7	0.031	21.0	m	m	s	-21.1
237	13.4	0.012	21.8	w	—	s	-20.3
238	14.0	0.0045	21.5	w	m	s	-17.5
250	14.5	0.018	22.0	w	—	s	-20.0
251	14.2	0.026	22.0	—	w	s	-21.3
253	14.1	0.026	21.7	m	m	s	-21.3
255	14.8	0.021	21.4	—	—	w	-20.1:
258	12.9	0.014	21.4	m	m	s	-21.2
263	13.9	0.022	22.0	—	m	m ⁰	-21.1
264	14.1	0.019	20.8	m	m	s	-20.6
268	14.8	0.0035	21.1	m	w	s	-16.2
273	12.9	0.021	22.0	—	w	s	-22.0
281	14.7	0.018	22.0	—	—	w	-19.9
284	14.1	0.026	21.7	—	w	m	-21.3
297	14.3	0.023	21.9	—	m	s	-20.8
301	14.4	0.022	22.0	—	w	m	-20.7
308	13.6	0.0055	21.9	—	m	m	-18.2
312	13.7	0.018	20.6	s	s	s	-20.9
325	15.0	0.041	21.3	w	m	s	-21.4
327	14.1	0.012	21.9	—	—	m	-19.6
332	13.7	0.0035	21.5	s	s	s	-17.3
358	13.4	0.0075	22.0	w	m	m	-19.3
482	14.3	0.0065	22.0	m	m	s	-18.1
517	13.5	0.016	22.0	m	s	s	-21.0
534	13.9	0.016	22.0	—	w	m	-20.7
536	14.4	0.026	22.0	w	m	s	-21.2

Примечания к таблице 1

- 170 — Голубая галактика со струей [1]. Ширина H , заметно превосходит ширину инструментального контура.
- 173 — Очень компактный голубой объект [1]. Линия H , яркая.
- 198 — NGC 2790. Цвет нейтральный.
- 201 — NGC 2877. Галактика нейтрального цвета с яркими линиями.
- 202 — Аннзюидная галактика [6] с очень голубым ядром и рингом [1].
- 205 — IC 545. Цвет голубой. Красное смещение определено по одной линии.
- 210 — Голубой объект.
- 214 — NGC 2990. Согласно [6], спиральная галактика. Цвет голубой.
- 218 — NGC 3015. Цвет голубой.
- 223 — Объект с очень голубым ядром. Широкая линия H , умеренной интенсивности. Возможно, галактика относится к сейфертовскому типу.
- 225 — Объект с голубой оболочкой.
- 226 — IC 584. Цвет нейтральный.
- 229 — Объект нейтрального цвета.
- 231 — IC 591. Спиральная галактика [6] голубого цвета.
- 236 — Голубой объект с лучами в направлении большой оси [1].
- 237 — IC 602. Спиральная [6] голубая галактика с яркой линией H .
- 238 — Очень компактный голубой объект [1].
- 250 — IC 633. Компонент пары Holmberg № 206. Цвет голубой. Линия H очень яркая.
- 251 — NGC 3326. Согласно [6], галактика типа Sa. Имеется спутник на конце спирального рукава.
- 253 — Компонент тройной системы Holmberg № 211. Голубой объект со слабым голубым спутником [1]. Линия H , широкая. Фотоэлектрические оценки блеска, полученные нами в марте 1975 г. с диафрагмой $27''$, дают $V = 14.25$, $B - V = +0.75$, $U - B = -0.25$. Возможно, сейфертовского типа.
- 255 — Компактный голубой объект. Отождествление H , неваджное.
- 258 — IC 651. Голубая галактика.
- 263 — NGC 3441. Спиральная галактика [6] с ярким, по-видимому, голубым ядром.
- 264 — Голубой объект с красной оболочкой.
- 266 — Компактный красный объект. H , очень яркая.
- 273 — NGC 3506. Спиральная галактика типа Sc [6]. Цвет нейтральный.
- 281 — Цвет голубой.
- 284 — NGC 3601. Спиральная галактика [6] голубого цвета.
- 297 — NGC 3714. Очень компактный, возможно, двойной объект [1].
- 301 — IC 707. Спиральная галактика [6] голубого цвета.
- 308 — IC 719. Возможно, аннзюидная галактика [6]; цвет красный.
- 312 — Нейтрального цвета эллиптический объект с конусообразным выбросом [1]. Эмиссионные линии очень яркие.
- 325 — Входит в цепочку из пяти галактик; цвет голубой [1].
- 327 — NGC 3920. Голубой объект со спутником.
- 332 — IC 745. Красный объект со спутником. Эмиссионные линии очень яркие.
- 358 — NGC 4275. Спиральная галактика [6] нейтрального цвета.
- 482 — NGC 5974. Эллиптический голубой объект.
- 517 — NGC 6324. Пекулярная спираль [6] очень голубого цвета с сильными эмиссионными линиями.

534 — Соголечи [6], галактика типа Sab Цвет голубой Объект наблюдался ранее, в [2] приводится $z=0.017$.

536 — Пекулярная спираль [6]; компонент пары Цвет очень голубой

мечены некоторые особенности спектров и морфологии галактик. Более полное морфологическое описание дано в [1], откуда мы взяли оценки цвета галактик, основанные на сравнении их изображений на картах Паломарского обозрения неба.

В спектрах остальных наблюдавшихся нами галактик, а именно, № 153, 156, 159, 164, 168, 172, 174, 175, 187, 191, 192, 196, 197, 213, 216, 217, 222, 227, 239, 240, 241, 242, 256, 259, 265, 272, 275, 277, 288, 326, 484, 533, 539, эмиссионные линии не обнаружены.

В табл. 2 сопоставлены оценки цвета галактик и наличие эмиссионных линий в их спектрах. Из таблицы видно, что доля эмиссионных объектов среди галактик, выглядящих на Паломарских картах красными, существенно меньше, чем среди галактик другого цвета.

Таблица 2

Цвет	Число галактик	Из них эмиссионных
Красный	28	3
Нейтральный	8	7
Голубой	36	30
Не указан	1	0
Всего	73	40

Следует отметить и тот факт, что доля эмиссионных объектов повышена среди галактик, имеющих выбросы, входящих в пары или более сложные системы. Так, из 73 наблюдавшихся галактик 12 обладают указанными характеристиками и 10 из них входят в число объектов с эмиссией в спектре.

Таким образом, наличие эмиссии в спектре галактики из рассматриваемой выборки тесно связано с ее цветом, морфологическими особенностями и принадлежностью к системе галактик.

Авторы признательны М. А. Аракеляну, Э. А. Дибая и В. Ф. Есипову за полезные обсуждения.

Крымская станция
Государственного астрономического
института им П. К. Штернберга

THE SPECTRA OF GALAXIES OF HIGH SURFACE
BRIGHTNESS

V. T. DOROSHENKO, V. Yu. TEREVIZH

The spectra of galaxies of high surface brightness from the list compiled by M. A. Arakelian [1] have been obtained. Forty of the seventy-three galaxies have emission-line spectra. The redshifts and the absolute magnitudes of galaxies with emission lines are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обл., 47, 3, 1975.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, II, 15, 1975.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, II, 377, 1975.
4. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. I, 1961.
5. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. II, 1963; vol. III, 1966; vol. IV, 1968.
6. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ЗАТМЕНИЕ ТРЕХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА ЛУНОЮ НА ЧАСТОТЕ 327 M_{μ}

В. А. САНАМЯН, ГОПАЛ-КРИШНА

Поступила 18 июня 1975

Проведены радионаблюдения покрытия Луной галактик Маркаряна 369, 370 и 384. Для Маркаряна 369 и 384 наблюдался четкий ход затмения.

Приводятся наблюдения и вычисленные характеристики этих галактик.

1 *Введение* Галактики Маркаряна, для которых характерны избыток ультрафиолетового излучения и сильные эмиссионные линии, одновременно известны как источники повышенной радиосветимости по сравнению с нормальными галактиками, равной светимости в видимых лучах [1]. Небольшое число из них, главным образом те, которые имеют высокую светимость, имеют характеристики сейфертовских галактик. Их радиоизлучение имеет нетепловую природу и исходит из их центральных звездообразных ядер. Те из остальных галактик Маркаряна, которые показывают мощное радиоизлучение, возможно, также обладают активными ядрами с интенсивным нетепловым радиоизлучением.

В настоящей статье приводятся результаты наблюдений затмения Луной трех галактик Маркаряна — 369, 370 и 384 из списка IV [2]. Для двух из них, Маркаряна 369 и 384, затмение было прослежено на частоте 327 M_{μ} . Их радиоизлучение имеет нетепловую природу и исходит из их активных ядер. Затмение Маркаряна 370 не прослеживалось четко на указанной частоте. Она является самой слабой и самой близкой среди трех галактик.

2 *Результаты наблюдений*. Затмение вышеуказанных галактик наблюдалось на частоте 327 M_{μ} с помощью уникального, специально построенного для такой цели, индийского радиотелескопа в Утакамонде (Ути) [3].

Затмение Маркарян 384 произошло 22 октября 1970 г., Маркарян 369 — 1 августа 1971 г. и Маркарян 370 — 31 января 1974 г.

Наблюдения проводились одновременно на 12 веерообразных лучах шириной каждого луча $2''$ по прямому восхождению и $5'$ по склонению. Смещение центров двух соседних лучей равно $3'$. Сигнал на выходе каждого луча регистрировался отдельно с помощью 12-ти канального радиометра, работающего методом переключения фазы (в каждом канале). Антенна радиотелескопа калибровалась с помощью эталонных радиоисточников ЗС 28, ЗС 256 и ЗС 467, интенсивность которых на частоте 327 МГц составляет 9.5, 6.0 и 5.5 ед. потока, соответственно (1 ед. потока = $10^{-26} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}$). Эти значения были получены после пересчета данных на 408 МГц по шкале Вилли [4].

Предел путаницы радиотелескопа составлял 0.04 ед. потока при наблюдениях методом лунного покрытия. В пределах области с радиусом 0.5 градуса дуги вокруг наблюдаемой галактики не имеется радиоисточников каталогов 4С и Маркса [5]. И, наконец, (что самое важное) наблюдаемые моменты начала затмения находятся в полном согласии с точным оптическим положением галактики [6]. Эти обстоятельства исключают возможность того, что эффект путаницы мог бы существенным образом влиять на результаты наблюдений, т. е. приведенные ниже результаты являются достаточно надежными.

Для галактик Маркарян 369 и 384 в процессе их покрытия Луной было возможно различить характерную фазу затмения на частоте 327 МГц . Для Маркарян 370 четкая картина кривой затмения не наблюдалась — оценивался лишь верхний предел интенсивности ее радиозлучения.

Наблюденные и вычисленные радиохарактеристики указанных выше трех галактик Маркаряна приведены в табл. 1. В ней радиосветимости вы-

Таблица 1
НАБЛЮДЕННЫЕ И ВЫЧИСЛЕННЫЕ РАДИОХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК
МАРКАРЯН 369, 370 И 384

Галактики Маркаряна	Плотность потока (ед. потока)	Позицион- ный угол (градусы)	Угловые размеры (угл.сек) (Кпс)		Радиосвети- мость (ед. потока)	Яростная температу- ра (К)
369	0.15 ± 0.07	2.8	5	2.0	$8 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^4$
370	0.2	—	—	—	$< 6 \cdot 10^{10}$	—
384	0.3 ± 0.1	2.0	5	2.4	$2.5 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^5$

числялись для значений постоянной Хаббла $50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ и красных смещений 0.013, 0.003 и 0.016 для галактик Маркарян 369, 370 и 384, соответственно [7, 8]. Известные видимые характеристики для этих же галактик приведены в табл. 2.

Таблица 2

ИЗВЕСТНЫЕ ВИДИМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК
МАРКАРЯН 369, 370 И 384

Галактики Маркарьян	Видимая звездная величина	Абсолютная звездная величина	Красное смещение	Тип спектра	Видимые угловые размеры (с-к дуг)
369	15	-19	0.013	sd 1e	12
370	13.5	-17	0.003	ds 2	30-24
384	14.2	-20	0.016	s 3e	24

Оценка угловых размеров для Маркарьян 369 приближенная, поскольку плотность ее радиопотока мала.

3. *Анализ результатов.* На основании данных табл. 1 и 2 нетрудно заметить, что среди трех затмившихся галактик Маркарьян оптически более яркие галактики одновременно являются и более мощными радиоисточниками на частоте 327 $M\mu$. Обе определенвшиеся на этой частоте галактики Маркарьян 369 и 384, имеют преимущественно s спектр, а их оптические видимые формы позволяют думать о наличии взрывной активности в них. В спектрах обеих галактик содержатся сильные эмиссионные линии H [7]. Радиосветимости этих галактик на 327 $M\mu$ находятся в пределах, известных для галактик этого класса. Обе они являются более мощными радиоисточниками, чем типичные нормальные галактики равной видимой светимости.

Данные таблицы также показывают, что радиоразмеры рассматриваемых галактик намного меньше, чем их видимые размеры. Это свидетельствует в пользу того, что радионизлучение этих галактик исходит из их плотных центральных частей, размеры которых не превышают нескольких килопарсекон. С другой стороны их высокие яркостные температуры позволяют предполагать, что природа их радионизлучения нетепловая. Эти выводы вполне согласуются с данными, ранее полученными для других галактик Маркарьян [1, 9].

Сам факт, что из трех затмившихся по совершенно произвольному выбору галактик Маркарьян две оказались яркими и достаточно мощными радиоисточниками (а третья — вероятным радиоисточником) на частоте 327 $M\mu$, представляет определенный интерес. Действительно, эти галактики, согласно [10], на длине волны 6 см не показали радионизлучения уровня которого превышает 0.03 мд. потока. А на частоте 327 $M\mu$ (≈ 92 см) уровень их излучения во много раз превышает этот предел. На основании простых вычислений нетрудно оценить, что в диапазоне волн 6—92 см спектральные индексы галактик Маркарьян 369 и 384 превышают 0.5 и 0.8, соответственно, т. е. их частотный спектр достаточно крутой. А это

значит, что их радиоизлучительная способность на длинноволновой части спектра больше, чем в коротковолновой части. Далее, если Маркарян 384 имеет характеристики сейфертовских галактик, у которых, как известно, радиосветимость в среднем выше, чем у других галактик Маркаряна, то галактика Маркаряна 369 является представителем несейфертовских объектов списка Маркаряна. Следовательно, можно ожидать, что у многих других галактик Маркаряна обнаружится достаточно мощное радиоизлучение на метровых длинах волн, если их наблюдать с такой же чувствительностью, какую имеет радиотелескоп в Ути, когда наблюдения радиоисточников производятся методом лунного покрытия. Другими словами, имеется веское основание предполагать, что число галактик Маркаряна, показывающих высокую радиосветимость на метровых длинах волн, вероятно, больше, чем на сантиметровых и более коротких длинах волн. Такое предположение, разумеется, нуждается в дальнейшем уточнении на основании данных наблюдений, полученных для большого числа объектов.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну, проф. Г. Сварупу, д-ру В. Р. Венугопалу и Д. С. Багри за чтение рукописи статьи и полезные замечания. Один из авторов (В. А. С.) выражает признательность также В. К. Капан из радиоастрономического центра Тата-института за представление материалов наблюдений лунного покрытия галактик Маркарян 369 и 384.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Радиоастрономический центр
Тата-института фундаменталь-
ных исследований, Утакамуна,
Индия

OCCULATION BY MOON OF THREE MARKARIAN GALAXIES AT 327 MHz

V. A. SANAMIAN, GOPAL KRISHNA

The occultation by the Moon of three Markarian galaxies were observed at 327 MHz with the Ooty radio telescope. Two of these, Markarian 369 and 384 were detected at this frequency. The galaxy Markarian 370 was not detected.

The observational and the derived radio characteristics for these galaxies are adduced.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. M. Toutoussian*, *Austr. J. Phys.* 19, 565, 1966.
2. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липолевский*, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
3. *G. Swarup, N. V. S. Surma, M. N. Joshi, V. K. Karahi, D. S. Bagri, S. H. Datta, S. Ananthkrishnan, V. Balasubramanian, S. S. Bhavs, R. P. Sinha*, *Nature, Phys. Sci.*, 230, 185, 1971.
4. *D. V. Willie*, *M. N.*, 142, 224, 1969.
5. *R. Dixon*, *Ap. J., Suppl.*, 180, 20, 1970.
6. *S. D. Peterson*, *A. J.*, 78, 8811, 1973.
7. *М. А. Аракелян, Э. Д. Дибай, В. Ш. Есипов*, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
8. *М. А. Аракелян, Э. Д. Дибай, В. Ш. Есипов*, *Астрофизика*, 8, 329, 1972.
9. *P. Thomsson, V. H. Malumian*, *M. N.*, 162, 295, 1973.
10. *R. A. Smetek, H. M. Toutoussian*, *Ap. J.*, 196, 339, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ 1975

ВЫПУСК 4

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 16 января 1975

Пересмотрена 17 февраля 1975

Вычисленные семейства синхротронных спектров, различающихся значением критической частоты ν_c , достаточно хорошо представляют результаты UVV-наблюдений переменных ядер сейфертовских галактик NGC 4151 и NGC 1275. Найдено, что изменение ν_c обусловлено сравнительно небольшими изменениями E_{max} . Для NGC 4151 получено $H \geq 0.06$ тс, $E_{max} \leq 1.7 \times 10^7$ Эв.

В работе [1] было показано, что переменность оптического излучения ядер сейфертовских галактик связана с существованием в них переменных синхротронных источников малого размера. Было отмечено, что на отдельных интервалах времени поведение этих источников в ядрах NGC 4151 и NGC 1275 качественно согласуется с предположением о том, что переменность связана с изменениями в высокоэнергетическом хвосте распределения электронов по энергиям. Здесь мы приведем результаты расчета синхротронных спектров. Детальные расчеты должны, разумеется, учитывать эффекты эволюции энергетических спектров электронов, но мы примем для простоты, что для разных моментов времени распределения электронов по энергиям, будучи степенными, отличаются только значением E_{max} . Мы покажем, что изменения E_{max} позволяют достаточно хорошо представить результаты наблюдений.

Результаты расчета для NGC 4151. Как известно (см. напр., [2]), зависимость плотности потока от частоты для синхротронного источника с распределением электронов по энергиям $N(E)dE = kE^{-\alpha}dE$ дается выражением

$$F_{\nu} = CkH^{\frac{\nu+1}{2}} \nu^{-\frac{\beta-1}{2}} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} x^{\frac{\beta-1}{2}} F(x) dx. \quad (1)$$

Здесь C — постоянная (включающая в себя, в частности, расстояние до источника), H — перпендикулярная составляющая магнитного поля, $F(x)$ — затабулированная в [3] функция и

$$\nu_c = 1.6 \cdot 10^{11} H E_{\max}^2. \quad (2)$$

(ν — в гц, если H в гс и E_{\max} в Бэв).

Данные о наблюдавшихся в 1968 г. в ядре NGC 4151 потоках синхротронного излучения в полосах UVV, взятые из [1], нанесены на рис. 1 (точки). Поскольку наклон спектров изменяется, из формулы (1) следует, что должно изменяться либо β , либо ν_c . Как было указано в [1], изменения β маловероятны. Покажем, что, меняя ν_c , можно получить семейство расчетных спектров, согласующихся с наблюдаемыми. Ясно, что уменьшение ν_c приводит к уменьшению потока F_{ν} на данной частоте и к увеличению наклона спектра.

Сделаем два предположения. Во-первых, будем считать, что ν_c изменяется за счет изменения E_{\max} , то есть H — постоянно (в дальнейшем мы покажем справедливость этого предположения). Во-вторых, предположим, что в максимуме блеска ν_c настолько велико, что в оптической области $\nu \ll \nu_c$. Тогда наблюдаемый в максимуме блеска спектральный индекс α позволяет найти β ($\alpha = -(\beta - 1)/2$, $\beta = 1 - 2\alpha$). Зная β и заменив нижний предел интегрирования в (1) на 0 ($\nu \ll \nu_c$), можно, используя наблюдаемые в максимуме значения потока F_{ν} в любом из цветов, найти постоянную $C_1 = CkH^{\frac{\beta-1}{2}}$. Теперь формула (1) может быть использована для расчета синхротронных спектров.

Если определять величину α по всем трем точкам (U, V, V), то в максимуме блеска $\alpha = -0.08$. Надо заметить, однако, что использование точки, относящейся к цвету U, встречает следующее возражение. На поток в цвете U большое влияние оказывает эмиссионный бальмеровский континуум. Поскольку у сейфертовских галактик отмечена переменность потока в H_{α} [4], можно ожидать и переменности континуума. Действительно, рассчитанный для NGC 4151 Оуком и Саргентом [5] по интенсивностям бальмеровских линий поток в континууме для $\lambda = 0.36 \mu$ ($\lambda_{\text{эф}}$ для цвета U составляет 0.29×10^{-21} вт/м²гц. Эта величина оказывается больше, чем поток от ядра в минимуме блеска для 27"-ой диафрагмы 0.17×10^{-21} вт/м²гц [1]. Это определенно подтверждает переменность континуума тем более, что эмиссионные линии излучаются областью меньшей, чем 27". Поэтому

для определения наклона правильнее использовать только данные в цветах В и V. В этом случае $\alpha = -0.25$, что дает $\beta = 1.50$.

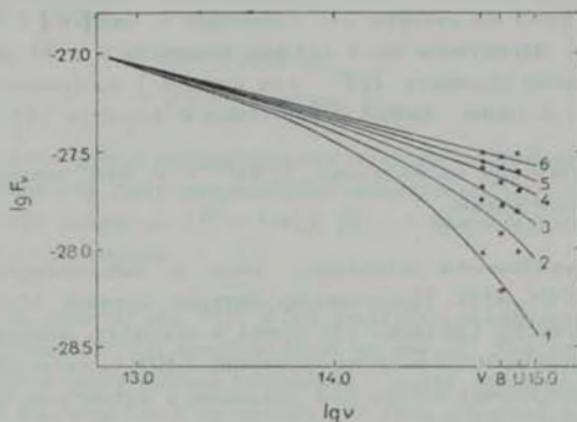


Рис. 1 Результаты для NGC 4151

Вычисления были выполнены на ЭВМ студентами Ю. А. Шалберовым и С. В. Судаковым, за что автор приносит им благодарность. Верхний предел при интегрировании брался равным 10. Легко показать, используя асимптотическое выражение для $F(x)$ при $x > 10$, что ошибка при этом не превышает 3%. Результаты расчета приведены в табл. 1 и представлены на рис. 1 сплошными линиями. Согласие с наблюдениями следует при-

Таблица 1
ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $\lg F$ ДЛЯ NGC 4151

№ кривой	1	2	3	4	5
$\lg v$	14.90	15.25	15.55	16.00	16.45
13.0	-27.07	-27.06	-27.06	-27.05	-27.05
14.0	-27.44	-27.40	-27.37	-27.35	-27.33
14.5	-27.82	-27.65	-27.57	-27.50	-27.47
14.8	-28.14	-27.85	-27.72	-27.62	-27.57
15.0	-28.43	-28.04	-27.86	-27.71	-27.64

знать удовлетворительным, поскольку отклонения точек от кривых не превышают возможных ошибок наблюдений. Небольшие систематические отклонения данных для цвета V вверх от кривых, а для цвета В — вниз, возможно, связаны с небольшими неточностями ($0^m 01 - 0^m 03$) в уровне минимального блеска NGC 4151, от которого отсчитывалось дополнительное излучение (см. [1]).

Рассмотрение таблицы и рисунка показывает, что критическая частота изменяется в пределах $10^{14.9} \div 10^{15.2}$ (примерно в 40 раз), для чего требуется, согласно формуле (2), сравнительно небольшое изменение E_{\max} в 6.3 раза. Если же считать, что изменения ν_c связаны с изменением H , то величина магнитного поля должна измениться в 40 раз. В этом случае рассчитанные значения $\lg F_c$ для кривой 1 по сравнению с кривой 5, например, должны из-за присутствия в формуле (1) множителя $H^{2.1}$ уменьшиться еще на величину $\lg 40^{12.5} = 2$, что, очевидно, не согласуется с наблюдениями.

Оценка напряженности магнитного поля и максимальной энергии электронов для NGC 4151. Представляет интерес оценить величины H и E_{\max} по отдельности. Согласно [3] время в секундах, необходимое для уменьшения первоначальной энергии электрона $E(0)$ до величины $E(t)$ (в Бэв) из-за синхротронных потерь при движении в магнитном поле H гс, дается выражением

$$t = \frac{1}{3.8 \cdot 10^{-6} H^2} \left| \frac{1}{E(t)} - \frac{1}{E(0)} \right|.$$

Отсюда для уменьшения энергии в n раз требуется время

$$t = \frac{n-1}{3.8 \cdot 10^{-6} H^2 E(0)}. \quad (3)$$

Обратим внимание (см. рис. 3 в [1]), что кривая 5 ($\lambda = 10^{16.1}$) относится к местному максимуму на кривой блеска (J.D. 2439984), а кривая 2 ($\lambda = 10^{15.23}$) к непосредственно следующему за ним минимуму (J.D. 2439999). Интервал между этими датами составляет 15 дней, а отношение $E_{\max}^{(984)} / E_{\max}^{(999)} = 4$. Если отождествить уменьшение E_{\max} с высвечиванием электронов, то (3) дает

$$H_{\perp}^2 E_{\max}^{(984)} = 0.61 \quad (4)$$

С другой стороны, из формулы (2) следует

$$H_{\perp} [E_{\max}^{(984)}]^{0.7} = 1.76 \cdot 10^4. \quad (5)$$

Решение (4)—(5) есть

$$\begin{aligned} H_{\perp} &= 0.06 \text{ гс,} & | \\ E_{\max}^{(984)} &= 1.7 \cdot 10^7 \text{ Бэв} & | \end{aligned} \quad (6)$$

Необходимо отметить, однако, что время высвечивания может быть и мен-

ше 15 дней (например, если в область с магнитным полем были впрыснуты дополнительные электроны). Поэтому равенства (6) должны быть заменены неравенствами

$$H > 0.06 \text{ гс}, \quad (7)$$

$$E_{\text{max}}^{(94)} = 1.7 \cdot 10^9 \text{ Бэв.}$$

Выведенная нами оценка напряженности поля не противоречит результатам, полученным для ряда разрешенных компактных радионисточников во внегалактических объектах ($H \approx 1 \text{ гс}$) [6], а максимальная энергия не представляется чрезмерной.

Результаты расчета для NGC 1275. Результаты наблюдений для этой галактики, взятые из [1], представлены на рис. 2. Для определения постоянной C , оптические данные сшивались с радио данными на миллиметровых волнах. Расчеты были проведены для трех значений α (-0.5 , -0.6 , -0.7). Для значения $\alpha = -0.7$ удалось построить семейство различающихся значением ν_c синхротронных спектров, проходящих через наблюдаемые точки (сплошные линии на рисунке). Результаты вычислений содержатся в табл. 2.

Таблица 2
ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $\lg F$ ДЛЯ
NGC 1275

№ кривой	1	2	3
$\lg \nu_c$	14.50	14.80	15.05
13.0	-26.08	-26.08	-26.08
14.4	-27.39	-27.23	-27.16
14.7	-27.93	-27.63	-27.47
15.0	-28.78	-28.15	-27.86

Кривая 3 ($\nu_c = 10^{15.05}$) относится к максимальному наблюдавшемуся блеску, кривая 1 ($\nu_c = 10^{14.50}$) к блеску, близкому к минимальному. При этом E_{max} изменилось всего в 1.9 раза. Поскольку данные для NGC 1275 менее подробны, чем для NGC 4151, мы не пытались получить одновременной оценки напряженности поля и E_{max} . Однако если считать, что магнитное поле в источнике, ответственном за оптическое излучение в ядре NGC 1275 того же порядка, что и в компактном радионисточнике ($H \approx 1 \text{ гс}$), то для максимальной энергии получаем заметно меньшее, чем в случае NGC 4151, значение $E_{\text{max}} \approx 8.4 \text{ Бэв}$ (для $\lg \nu_c = 15.05$). Отметим, что в [2] для объекта O.I 287 по результатам спектрофотометрии во время вспышки

1972 г. получены приблизительно такие же значения максимальной энергии и напряженности поля ($H \approx 0.6$ гс, $E_{max} \approx 8.6$ Бэв).

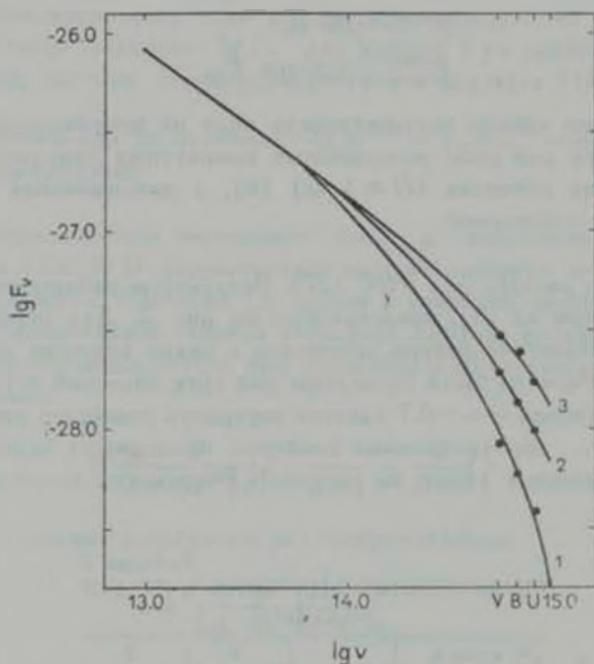


Рис. 2. Результаты для NGC 1275.

В заключение отметим, что использованная нами схема является лишь довольно грубым приближением к действительности. Тем не менее она позволяет объяснить основные черты фотометрического поведения ядер сейфертовских галактик. Полученные нами значения E_{max} не оказываются неприемлемо высокими, а оценка напряженности поля не противоречит имеющимся данным о магнитных полях в компактных внегалактических радиоисточниках.

Ленинградский государственный
университет

ON A POSSIBLE MECHANISM OF THE OPTICAL
VARIABILITY OF THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES

V. A. HAGEN-THORN

A family of calculated synchrotron spectra with differing critical frequency ν_c represent reasonably well the results of UVB observations of the variable nuclei of Seyfert galaxies NGC 4151 and NGC 1275. It is shown that variations in ν_c are caused by rather small variations of E_{max} . For NGC 4151 it is found that $H > 0.06 g$, $E_{max} \leq 1.7 \cdot 10^7$ Gev.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 8, 509, 1972.
2. N. Visvanathan, *Ap. J.*, 185, 145, 1973.
3. J. H. Oort, T. Walraven, *BAN*, 12, 285, 1956.
4. А. М. Черепашчук, В. М. Лютый, *Ap. Lett.*, 13, 165, 1973.
5. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
6. K. I. Kellermann, *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, Dordrecht, 1972, p. 190.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК В ЯГЕЛЛОНСКОЙ ПЛОЩАДКЕ

А. М. ФЕСЕНКО

Поступила 18 декабря 1974

Пересмотрена 14 апреля 1975

Для определения доли галактик, входящих в скопления и, в частности, в двойные системы, применяется статистический метод. В Ягеллонской площадке выполнены подсчеты галактик ярче $m_r = 21^m$ в малых областях вокруг 12276 галактик. Получено, что в видимые скопления входит около 50% галактик, причем 16% всех галактик принадлежит к двойным системам. Кроме того, показано, что характерный угловой радиус скопленных галактик в этой площадке не превышает $7'.5$. Угловое расстояние между соседними членами одного скопления не больше $5-6'$.

Ягеллонская площадка представляет собой область размерами в $6 \times 6'$ и с координатами центра: $\alpha = 11^h 19^m$, $\delta = 35^\circ 53'$ (2000.0). Снимки области с разными экспозициями и фильтрами получил К. Рудницкий на Паломарском телескопе Шмидта. На основе этого материала были созданы каталог и атлас [1], которые послужили основой для данной работы. Важным достоинством рассматриваемого материала является охват очень слабых галактик (до 21^m в голубых лучах); кроме того, в данной области весьма мало поглощение света. Поэтому имеется хорошая возможность для исследования скопленных галактик.

В этой работе мы используем статистический метод, впервые примененный к звездам Б. Фесенко [2]. Метод основан на сравнении чисел объектов в круговых областях в окрестностях фиксированных объектов с аналогичными числами в таких же областях, но расположенных произвольно. К галактикам метод впервые применила Е. Звягина [3]; впоследствии один из вариантов этого метода И. Караченцев применил для определения относительного числа двойных галактик [4]. В работе [3] исследовались

карликовые спутники вокруг галактик ярче 14^m0 (около тысячи галактик), в работе [14] рассмотрена выборка в 1016 галактик ярче 14^m0 и изучены 649 галактик до 15^m0 (звездные фотографические величины).

В данной работе подсчеты выполнены в окрестностях 12276 галактик до $m_{ph} \approx 21^m0$. Кроме того, проведены специальные подсчеты с целью определения характерных угловых размеров скоплений и типичного углового расстояния между соседними членами одного скопления. Определена доля галактик, входящих в видимые скопления (остальные галактики могут быть одиночными или ярчайшими членами далеких скоплений, у которых другие компоненты не видны). Найдено относительное число двойных галактик. Результаты данной работы, полученные на новом материале и иным методом, подтверждают выводы работы [5] о распределении скоплений по числу видимых членов.

1. *Характерный угловой размер скоплений.* Ягеллонскую площадку разделим на 49×49 областей размерами 7.5×7.5 каждая. Назовем А-областями те из них, в которых наблюдалось не менее четырех галактик в интервале звездных величин m_v от 17^m7 до 18^m6 (в желтых лучах). Это области с заметно повышенным числом галактик рассматриваемого блеска. На всей площадке было выявлено 233 А-области. В окрестностях А-областей исследуем галактики с m_v от 18^m6 до 19^m5 (слабые галактики). Определим среднее число $n(d)$ таких галактик, приходящееся на область размерами в 7.5×7.5 и находящуюся на расстоянии d от центра А-области.

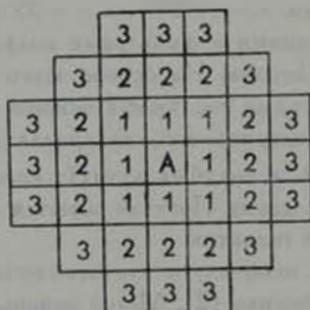


Рис. 1.

На рис. 1 показано расположение таких областей при $d \approx 1, 2$ и 3: например, предполагаем, что $d=2$, если $|d-2| \leq 0.5$. Здесь и далее единица длины положена равной 7.5 .

Результаты вычислений, выполненных на ЭВМ «Минск-32», представлены во второй строке табл. 1 и на рис. 2а. В третьей строке таблицы 1 и на рис. 2б результаты вычислений приводятся для случая, когда вместо желтого фильтра используется голубой ($m_b < 21^m_0$). (Выявлено 349 А-областей).

Таблица 1

d	0	1	2	3	4	5	6	7
$n_y(d)$	1.652	1.159	1.105	1.115	1.112	1.079	1.085	1.082
$n_b(d)$	3.054	2.679	2.570	2.584	2.557	2.548	2.522	2.419

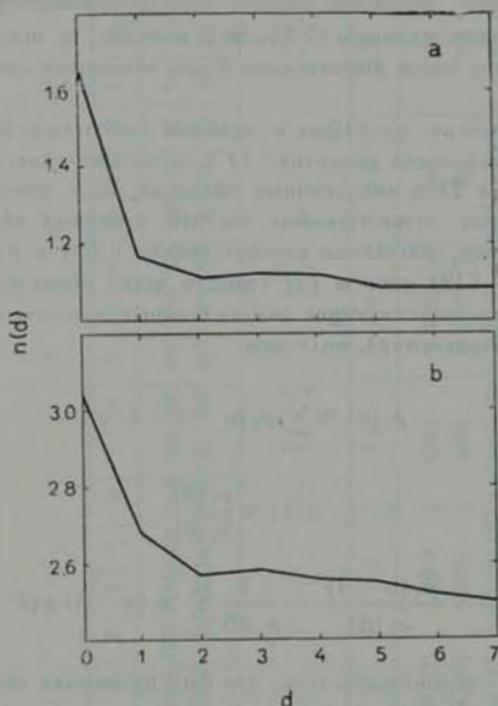


Рис. 2.

Слабая линейная зависимость n от d при $d \geq 2$ объясняется, по-видимому, действием двух факторов: уменьшением предельной звездной величины к краю пластинки и существованием неоднородностей в поглощающем слое Галактики. Определив коэффициенты указанной линейной зависимости

сти способом наименьших квадратов при $d \geq 2$ и проэкстраполировав эту зависимость на значения $d=1$ и 0 , находим освобожденное от влияния фона среднее число галактик скопления в области:

для желтого фильтра

$$n(0) = 0.521 \pm 0.085,$$

$$n(1) = 0.035 \pm 0.029;$$

для голубого фильтра

$$n(0) = 0.428 \pm 0.094.$$

$$n(1) = 0.071 \pm 0.032.$$

Следовательно, типичный радиус скоплений галактик в Ягеллонской площадке не больше единицы (7.5). Это, конечно, не исключает существования небольшого числа значительно более обширных скоплений.

2. *Доля галактик, входящих в видимые скопления.* Будем сравнивать два распределения чисел галактик: 1) в круговых областях с произвольными центрами и 2) в аналогичных областях, но с центрами в фиксированных галактиках; относительные частоты круговых областей, содержащих по n галактик, обозначим соответственно $p_1(n)$ и $p_2(n)$. Используя равенства (17)—(19) работы [2] (вместо чисел областей, рассмотренных в [2], вводим соответствующие относительные частоты и применяем несколько иные обозначения), получаем:

$$p_2(n) \approx \sum_{i=1}^{n+1} p_1(n-i+1) q(i), \quad (1)$$

$$q(1) \approx \frac{p_2(0)}{p_1(0)}, \quad (2)$$

$$q(n) \approx \frac{p_2(n-1)}{p_1(0)} - \frac{1}{p_1(0)} \sum_{i=1}^{n-1} p_1(n-i) q(i). \quad (3)$$

Здесь $q(i)$ —вероятность того, что фиксированная галактика (она выбирается случайно) входит в скопление с числом видимых членов в данной круговой области, равным i . В частности, $q(1)$ есть вероятность того, что фиксированная галактика окажется одиночной. Приближенные равенства (1), (2) и (3) превращаются в точные при неограниченном возрастании числа областей, по которым определяются относительные частоты $p_1(n)$ и $p_2(n)$.

Таблица 2

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	Сумма
$K_1(n)$	661	1431	1880	1952	1737	1500	1059	765	547	292	209	128	67	47	20	19	9	9	4	1	2	5	2	—	—	12386
$K_2(n)$	348	854	1397	1711	1828	1678	1310	1007	683	467	322	222	149	92	67	49	26	19	6	6	3	11	4	4	3	12276

Таблица 3

R	1 7	3 0	4 4	5 4	6 4	7 5	8 8
$K_1(0)$	9900	6953	4050	2465	1337	661	253
$K_2(0)$	8721	4694	2357	1303	702	348	122
$q(1)$	0.881 ± 0.003	0.681 ± 0.011	0.587 ± 0.016	0.534 ± 0.021	0.531 ± 0.029	0.531 ± 0.042	0.486 ± 0.065

На картах атласа [1] были рассмотрены все галактики, сфотографированные с голубым фильтром — всего 12276 объектов ярче 21^m . Радиус элементарной круговой области взят равным 7.5; подсчеты выполнялись в такой области в окрестности каждой галактики и отсюда оценивались величины $p_2(n)$. Для исключения возможных искажений, связанных с уменьшением предельной звездной величины к краям пластинки, а также с неравномерностью поглощения света в данной площадке, последняя была разбита на 36 площадок промежуточных размеров ($1 \times 1'$). В каждой из этих промежуточных площадок рассматривалось почти столько же элементарных круговых областей с произвольными положениями центров, сколько галактик оказывалось в этой площадке. Таким образом, число элементарных областей, не связанных с фиксированными галактиками, мало отличалось от числа всех галактик и составило 12386.

Величины $12386 p_1(n) = K_1(n)$ и $12276 p_2(n) = K_2(n)$, полученные в результате подсчетов, приводятся в таблице 2. По этим данным определяем относительные числа одиночных и двойных галактик (см. равенства (2) и (3)):

$$q(1) = 0.531 \pm 0.042 \text{ и } q(2) = 0.164 \pm 0.095$$

Здесь средние квадратические ошибки оценивались по разбросу результатов в шести выборках. Этот результат хорошо согласуется с данными, полученными в работе [5], в которой использовались иные метод и материал ($q(1) \approx 0.61$; $q(2) \approx 0.15$).

Итак, в скопления с двумя и более галактиками входит около 50% галактик Ягеллонской площадки. Здесь идет речь о видимых галактиках скоплений. Не исключено, что вследствие наблюдательной селекции кажущиеся одиночные галактики в действительности являются лишь ярчайшими членами далеких скоплений, а двойные галактики входят в системы с гораздо большим числом членов.

3. *Типичное угловое расстояние между соседними членами скопления.* Если радиус R элементарной области, в которой ведутся подсчеты, существенно меньше типичного расстояния ρ между соседними членами скопления, то рассматриваемым методом скоплений обнаружить не удастся. Поэтому, сравнивая результаты, соответствующие разным радиусам элементарных областей, можно получить представление о величине ρ .

В таблице 3 приводятся данные о величинах $K_1(0)$ и $K_2(0)$ при радиусах R элементарных областей от 1.7 до 8.8. Соответствующие значения величин $q(1)$ с их ошибками помещены в нижней строке таблицы 3.

При $R \geq 5.4$ значения $q(1)$ почти не изменяются при возрастании R . Следовательно, типичное расстояние ρ между соседними членами скопле-

ния среди галактик ярче 21^m в Ягеллонской площадке не больше 5—6'.

Тема работы предложена Б. И. Фесенко. Расчеты выполнены на ЭВМ «Минск-32».

Псковский государственный педагогический
институт им. С. М. Кирова

THE DISTRIBUTION OF GALAXIES IN THE JAGELLONIAN FIELD

L. M. FESSENKO

The statistical method is applied for the determination of relative number of galaxies belonging to the binary and multiple systems. The counts of galaxies in small regions around 12276 galaxies in the Jagellonian Field are made. It is found that about 50% of the galaxies belong to the visible multiple systems and about 16% of galaxies belong to the binary systems. The characteristic radius of the galaxy systems in the Jagellonian Field does not exceed the Value of 7.5. The typical distance between the neighbouring members of the same system is lower than 5'—6'. These results are applied to the objects brighter than $m_{ph} = 21^m$.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Rudnicki, T. Z. Dworak, P. Flin, A catalogue of 15650 galaxies in the Jagellonian Field, *Acta Cosmologica*, 1, 1973.
2. Б. И. Фесенко, Уч. зап. ЛГУ, мат. сер., 37, 146, 1964.
3. Е. В. Звягина, *Астрон. ж.*, 43, 34, 1966.
4. И. Д. Караченцев, *Acta Astron.*, (PRI.), 21, 736, 1974.
5. Б. И. Фесенко, Н. П. Путьев, *Астрон. ж.*, 51, 736, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

КВАЗИАСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ I. КОНСЕРВАТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ

М. А. МНАЦАКАНЯН

Поступила 6 июня 1975

Пересмотрена 3 октября 1975

Получены квазиасимптотические решения задачи переноса излучения в слое конечной оптической толщины для консервативного случая монохроматического рассеяния со сферической индикатрисой. Эти решения по существу являются асимптотическими, но более точными, чем асимптотические решения Соболева, и практически применимы для слоя любой толщины. При больших толщинах квазиасимптотические решения переходят в известные асимптотики Соболева.

1. Введение В недавней заметке [1] автор установил принципиальную возможность сведения задачи о диффузии света в слое конечной оптической толщины к соответствующей задаче для полубесконечного слоя. Идея заключается в том, что к рассматриваемому слою конечной толщины мысленно добавляется полубесконечный слой. В результате того, что суммарная среда также является полубесконечной, решения задач для конечной и полубесконечной сред связываются друг с другом посредством линейных соотношений. Такой подход фактически представляет собой предельный случай метода сложения слоев Амбарцумяна [2], когда добавляемый слой имеет бесконечно большую оптическую толщину. В работе [3] автор иллюстрирует этот путь решения задач для конечного слоя на примере монохроматического рассеяния в однородной среде, а в [4] рассматривается уже трехмерная среда со сферической индикатрисой рассеяния. Эти примеры достаточно убедительно говорят в пользу эффективности предлагаемого пути исследования задач переноса в слое конечной оптической толщины.

Что касается задач переноса в полубесконечных средах, то можно считать, что они в основном практически разрешены. Для решения этих задач используется принцип инвариантности Амбарцумяна [5], представляющий

собой другой предельный случай метода сложения слоев, когда добавляемый слой является бесконечно тонким. Задача для полубесконечной среды, являясь частным случаем задачи о конечном слое, сравнительно проще последней и во многих случаях допускает даже точное аналитическое решение в замкнутой форме [7—9].

Получение аналитических решений в замкнутой форме для задач о конечном слое представляется особенно важным и, строго говоря, пока это удается сделать только для частного случая монохроматического рассеяния в однородной одномерной среде. Поэтому для более сложных задач желательно было бы иметь приближенные решения, достаточно точные и достаточно простые, позволяющие судить об аналитических свойствах решений этих задач.

Первые аналитические результаты для слоя конечной толщины, носящие приближенный характер, принадлежат В. В. Соболеву [6]. Им получены асимптотические решения для слоя большой толщины, то есть решения, которые являются тем более точными, чем больше толщина слоя t_0 . Такие решения найдены почти во всех прикладных задачах теории переноса и хорошо исследованы [7—9]. В частности, соболевские асимптотики получены для задачи монохроматического рассеяния в однородной трехмерной среде с асферической индикатрисой для произвольного значения λ (при наличии истинного поглощения).

Будучи асимптотическими по своему физическому смыслу, соболевские решения для слоя данной толщины t_0 выполняются тем точнее, чем ближе λ к 1 и чем ближе к сферической индикатриса рассеяния. В лучшем, в смысле точности, случае — чистого рассеяния и сферической индикатрисы, асимптотические решения, например, для функции Амбарцумяна $\varphi(t_0, \eta)$, гарантируют точность до единицы третьего знака, начиная с толщины $t_0 \approx 2$. С уменьшением λ и ростом вытянутости индикатрисы эти решения сохраняют данную точность лишь при переходе к слоям большей оптической толщины. Именно поэтому представляется важным получение таких приближенных решений, которые были бы более точными, чем соболевские, а следовательно, и были применимы к слоям меньшей оптической толщины.

Оказывается, что, исходя из полученных в работе [1] уравнений, устанавливающих связь между решениями соответствующих задач переноса и конечном и полубесконечном слоях, можно получить асимптотические решения, являющиеся более точными, чем соболевские. Для случая чистого рассеяния и при сферической индикатрисе рассеяния получаемые нами решения, например, для функции Амбарцумяна $\varphi(t_0, \eta)$, обладают точностью до нескольких процентов, начиная уже с толщины слоя $t_0 = 0$. При $t_0 \approx 2$ точность этих решений на порядок выше точности соответствующих

Соболевских решений. При $\tau_0 \gg 1$ наши решения переходят в асимптотические решения Соболева.

Аналогичное решение для частной задачи (для функции источников при чистом рассеянии и сферической индикатрисе) было «интуитивно» написано Ямамото [10] в 1955 г. Некоторое время подозревалось, что это решение является точным, так как вычисления по нему давали точность до третьего знака [11], пока в 1962 г. В. В. Соболев не показал [12], что решение Ямамото не является точным.

Тем не менее, формула Ямамото продолжает привлекать к себе внимание своею загадочностью. Определенно, было бы интересно выяснить суть приближения, лежащего в основе формулы Ямамото, с тем чтобы получить аналогичные решения для более общих задач переноса в слое конечной толщины. Получаемые нами здесь и в последующих работах решения как раз и являются такими обобщениями формулы Ямамото для более общих постановке задач переноса на случаи произвольного λ , асферической индикатрисы, а также наличия перераспределения по частотам.

Получаемые нами, по существу асимптотические, решения мы будем называть квазиасимптотическими решениями, с тем, чтобы в дальнейшем отличать их от асимптотических решений Соболева. Настоящая статья посвящена выводу квазиасимптотических решений задачи об изотропном многохроматическом рассеянии света в однородной трехмерной среде конечной оптической толщины для случая чистого рассеяния. Неконсервативное рассеяние будет рассмотрено во второй части — продолжении данной статьи.

2. Уравнения для задачи о внутреннем световом режиме.

Пусть $\gamma(\tau', \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ есть вероятность того, что квант, движущийся на глубине τ в направлении ζ в слое конечной толщины τ_0 , когда-либо пролетит на глубине τ' в направлении η . Эту же величину для полубесконечной среды обозначим через $\Gamma(\tau', \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$. Добавляя мысленно к слою конечной толщины полубесконечный слой [1], получаем

$$\Gamma(\tau', \tau, \eta, \zeta) = \gamma(\tau', \tau, \tau_0, \eta, \zeta) + \int_0^1 \Gamma(\tau', \tau_0, \eta, \mu) \gamma(\tau_0, \tau, \tau_0, \mu, \zeta) d\mu. \quad (A)$$

Это соотношение выражает функцию Грина $\gamma(\tau', \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ задачи переноса в слое конечной толщины через ее частное значение $\gamma(\tau_0, \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ на границе слоя и функцию Грина $\Gamma(\tau', \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ задачи переноса в полубесконечной среде.

Поверхностная функция Грина $\gamma(\tau_0, \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ в зависимости от знака ζ совпадает с одной из величин $y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ или $z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta)$, введенных в [1]. Напомним смысл этих величин. Если в слое толщины τ_0 на глубине τ первоначально летит квант в направлении ζ , то веро-

ятность этому кванту выйти с той границы, и направлении которой первоначально летит квант, равна $y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta)$, а с противоположной — $z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$. Те же величины для полубесконечной среды обозначим через Y и Z . При $\tau = \tau_0$ из (A) следуют уравнения*

$$Y(\tau, \tau_0, \zeta) = y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) + \int_0^{\tau} Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta) d\tau, \quad (1)$$

$$Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta) = z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta) - \int_0^{\tau} Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) d\tau.$$

Если решена частная задача (1), то есть найдены y и z , то соотношение (A) позволяет явным образом выразить функцию Грина $\Gamma(\tau, \tau_0, \tau_0, \eta, \zeta)$ для слоя конечной толщины через функцию Грина $\Gamma(\tau, \tau, \tau_0, \eta, \zeta)$ для полупространства. Поэтому мы будем рассматривать только задачу (1).

В частном случае $\tau_0 = \tau$ наша задача переходит в задачу о вероятностях отражения $R(\tau, \eta, \zeta)$ и пропускания $Q(\tau, \eta, \zeta)$ слоем толщины τ , а при $\zeta = 0$ — в задачу о вероятности $p(\tau, \tau_0, \eta)$ выхода поглощенного кванта из слоя толщины τ_0 . В более частном случае, когда одновременно и $\tau = 0$ и $\zeta = 0$, мы имеем задачу о φ - и ψ -функциях Амбарцумяна.

Складывая и вычитая уравнения (1), получаем независимые уравнения

$$S(\tau) = s(\tau) + \int_0^{\tau} Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) s(\tau) d\tau, \quad (2)$$

$$H(\tau) = h(\tau) - \int_0^{\tau} Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) h(\tau) d\tau,$$

для суммы и разности искомых величин

$$s(\tau) = s(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) + z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta), \quad (3)$$

$$h(\tau) = h(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) - z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta),$$

связывающие их с соответствующими величинами для полупространства

$$S(\tau) \equiv S(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = Y(\tau, \eta, \zeta) + Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta), \quad (4)$$

$$H(\tau) \equiv H(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = Y(\tau, \eta, \zeta) - Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta).$$

* Величины, относящиеся к среде конечной толщины, ниже обозначаются строчными буквами, а к полубесконечной среде ($\tau_0 = \infty$) — заглавными.

Итак, мы рассматриваем уравнения (2) в общем случае, отвлекаясь от того, какая конкретная задача решается — о внутреннем световом режиме или об отражении и пропускании, поскольку все они описываются одним и тем же уравнением (2). Уравнениями (2) могут описываться и другие задачи [1], например, о выходящем излучении при заданном распределении внутренних источников в слое толщины τ . При этом соответствующие величины S и H для полубесконечной среды должны считаться известными.

Уравнения (2) справедливы и для случая асферической индикатрисы рассеяния, но для вероятностей, проинтегрированных по азимуту. Они представляют собой независимые линейные интегральные уравнения. Замечательно, что в этих уравнениях τ , η и ξ являются параметрами, причем известные величины Y и Z зависят, вообще говоря, от трех аргументов. Для сферической же индикатрисы рассеяния ядро $Z(\tau, \eta, \xi)$, как и $Y(\tau, \eta, \xi)$, выражается через функции всего лишь от двух аргументов [4]. По указанным причинам уравнения (2) особенно удобны для численного решения поставленной задачи.

Таким образом, нахождение точного решения задачи для слоя конечной толщины τ сводится к решению интегрального уравнения (2), ядро которого при изотропном рассеянии, как показано в [1, 4], имеет вид

$$Z(\tau, \eta, \xi) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) + \bar{F}(\tau, \xi)}{\eta + \xi}, \quad (5)$$

где

$$F(\tau, \eta) = \frac{P(\tau, \eta)}{P(0, \eta)}, \quad \bar{F}(\tau, \xi) = \varphi(\tau) \int_0^1 \frac{P(\tau, \mu)}{\xi + \mu} d\mu, \quad (6)$$

а $P(\tau, \eta)$ — вероятность выхода кванта, поглощенного на глубине τ полубесконечной среды, в направлении η , причем, $P(0, \eta) = (1/2) \varphi(\eta)$, φ — функция Амбарцумяна. В работе [4] функции F и \bar{F} определены как

$$F(\tau, \eta) = \varphi \int_0^1 \frac{Y(\tau, \mu, \eta)}{\mu} d\mu, \quad \bar{F}(\tau, \xi) = \varphi \int_0^1 \frac{Z(\tau, \mu, \xi)}{\mu} d\mu. \quad (7)$$

Одновременно эти функции являются решениями дифференциальных уравнений, приведенных в [4], с начальными условиями

$$F(0, \eta) = 1, \quad \bar{F}(0, \eta) = \varphi(\eta) - 1, \quad (8)$$

и соответственно представляются интегралами

$$F(\tau, \eta) = e^{-\tau\eta} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\eta}} \Phi(t) dt, \quad \bar{F}(\tau, \zeta) = \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\zeta}} \Phi(t) dt, \quad (9)$$

где $\Phi(\tau)$ — резольвентная функция Соболева.

Подставляя в (9) известную асимптотику для $\Phi(\tau)$

$$\Phi(\tau) \approx Ae^{-k\tau},$$

получаем асимптотические выражения для F и \bar{F} при $\tau \gg 1$:

$$F(\tau, \eta) \approx A \frac{\eta}{1 - k\eta} e^{-k\tau}, \quad \bar{F}(\tau, \zeta) \approx A \frac{\zeta}{1 + k\zeta} e^{-k\tau}. \quad (10)$$

Здесь A и k — постоянные, определяемые соотношениями [6, 7]

$$\frac{\lambda}{2} A \int_0^1 \frac{\eta \bar{\eta}(\eta)}{(1 - k\eta)^2} d\eta = 1, \quad \frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1.$$

3. *Асимптотические выражения.* Приближенные решения интегрального уравнения (2) получаются использованием того или иного приближенного выражения для ядра Z . Обратимся, например, к выводу асимптотических решений Соболева. Они получаются при замене $Z(\tau, \eta, \zeta)$ его асимптотическим выражением при $\tau \gg 1$ [6, 7]:

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} A \frac{\eta \bar{\eta}(\eta)}{(1 - k\eta)(1 + k\zeta)} e^{-k\tau}, \quad (11)$$

следующим из (10) и (5). Асимптотику \bar{F} можно получить также подстановкой в (6) известной асимптотики $P(\tau, \eta)$:

$$P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} A \frac{\eta \bar{\eta}(\eta)}{1 - k\eta} e^{-k\tau}. \quad (12)$$

В приближении (11) уравнение (2) имеет вид

$$S(\eta) = s(\eta) + P(\tau_0, \eta) s_2, \quad H(\eta) = h(\eta) - P(\tau_0, \eta) h_1, \quad (13)$$

где введено обозначение

$$f_1 = \int_0^1 \frac{f(\eta)}{1 + k\eta} d\eta, \quad (14)$$

Из уравнений (13) делением на $1 - k_1$ и интегрированием по η определяются и величины s_k и h_k :

$$s_k = \frac{S_k}{1 + P_k(\tau_0)}, \quad h_k = \frac{H_k}{1 - P_k(\tau_0)}. \quad (15)$$

Выражения (13) совместно с (15) и определяют асимптотические решения Соболева для величин s и h , характеризующих внутренний режим в слое большой конечной толщины, через соответствующие величины S и H для полубесконечной среды. Величины S_k и H_k можно вычислить по формулам, приводимым в Приложении.

Для получения же более точных асимптотических решений, или, как мы их называем, квазиасимптотических решений, поступим следующим образом. Заметим, что в уравнении (2) ядро $Z(\tau, \eta, \zeta)$ интегрируется по второму угловому аргументу η . Имея в виду (5), замечаем, что на неизвестную функцию умножается и интегрируется величина $\bar{F}(\tau, \zeta)$, в то время как функция $F(\tau, \eta)$ выходит из-под знака интеграла. Вся трудность решения уравнения (2) как раз и состоит в нахождении указанного интеграла, содержащего \bar{F} .

Вспомним определения (7) функций F и \bar{F} . Функции $Y(\tau, \eta, \zeta)$ и $Z(\tau, \eta, \zeta)$ описывают одну и ту же физическую величину, но при разных знаках ζ : это — вероятность выхода кванта, движущегося в полубесконечной среде на глубине τ в направлении ζ (положительном, к выходу — Y , в отрицательном, вглубь — Z). Поэтому физически F и \bar{F} также представляют собой одну и ту же величину, первая относится к выходящему кванту, первоначально двигавшемуся в сторону границы, вторая — внутрь среды.

Величинам F и \bar{F} можно придать следующий физический смысл. Пусть на глубине τ в полубесконечной среде в направлении ζ движется квант. Тогда вероятность этому кванту поглотиться в бесконечном тонком слое толщины $d\tau$, лежащем у границы среды, в зависимости от знака ζ , согласно физическому смыслу правых частей (7), равна $F(\tau, \zeta) \frac{d\tau}{\tau}$ или $\bar{F}(\tau, \zeta) \frac{d\tau}{\tau}$. (При $\zeta = 0$ эта вероятность есть $\Phi(\tau) d\tau$).

Сделанное выше замечание очень важно, и вот почему. Дело в том, что из-за указанной разницы в направлениях первоначального движения кванта, величина \bar{F} , описывающая выходящий квант, первоначально двигавшийся на глубине τ внутрь полубесконечной среды, естественно, должна выходить на свой асимптотический режим при меньших τ , чем величина F , описывающая квант, первоначально двигавшийся в направлении к грани-

це. Ведь квант, движущийся вглубь среды, до первого своего поглощения успеет достаточно глубоко проникнуть в среду и прежде чем выйти из среды — «асимптотизироваться». Точнее, асимптотики этих величин для данной глубины τ выполняются тем лучше, чем ближе ζ к -1 , и тем хуже, чем ближе ζ к $+1$.

Итак, наше основное заключение, на которое опираются дальнейшие выводы, состоит в том, что асимптотика функции $\bar{F}(\tau, \zeta)$ достигается при гораздо меньших τ , чем асимптотика $F(\tau, \eta)$.

Для приближенного решения уравнения (2) для нас важно, чтобы в функции $\bar{F}(\tau, \zeta)$ происходило разделение переменных. Формула (10) дает асимптотическое разделение переменных у функции \bar{F} при больших τ . Поскольку мы ожидаем, что оно приближенно будет иметь место и при меньших τ , то напомним для $\bar{F}(\tau, \zeta)$ следующее квазиасимптотическое выражение

$$\bar{F}(\tau, \zeta) \approx A(\tau) e^{-k\tau} \frac{\zeta}{1 + k\zeta} \equiv C(\tau) \frac{\zeta}{1 + k\zeta}, \quad (16)$$

то есть примем, что A , вообще говоря, зависит от τ . Если предположить, что представление (16) имеет место, то подстановка его в выражение (5) для ядра Z позволит решить интегральное уравнение (2). При этом выражение для $F(\tau, \eta)$ будет сохраняться точным. Получаемое таким путем решение будет более точным и справедливым при меньших толщинах слоя, чем соболевские асимптотики. При больших же толщинах слоя, когда для $F(\tau, \eta)$ можно брать асимптотику (10), наше решение переходит в асимптотическое решение Соболева.

Для того, чтобы получить количественное представление о точности приближения (16) для случая чистого рассеяния:

$$\bar{F}(\tau, \zeta) \approx C(\tau) \zeta, \quad (17)$$

мы приводим таблицу 1 значений функции $\bar{F}(\tau, \zeta)$, вычисленной нами по формуле (9) (с точностью до единицы последнего знака). Мы видим, что приближение (17) прекрасно выполняется почти для всех $\tau \geq 0$, исключая разве лишь область малых ζ при малых τ . Это отклонение поведения \bar{F} от квазиасимптотического (17) при малых ζ для малых τ не может сильно повлиять на точность квазиасимптотических решений, по той причине, что функция \bar{F} фигурирует в основном под знаком интеграла, и кроме того, помноженная на величины, в свою очередь также стремящиеся к нулю при $\zeta \rightarrow 0$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $\tilde{F}(\tau, \zeta)$ ДЛЯ СЛУЧАЯ ЧИСТОГО РАССЕЯНИЯ

τ	0	0.02	0.05	0.1	0.2	0.4	0.7	1	∞
0.1	0.25	0.23	0.22	0.21	0.20	0.19	0.18	0.18	0.17
0.2	0.45	0.43	0.42	0.40	0.39	0.37	0.36	0.35	0.35
0.3	0.64	0.62	0.60	0.59	0.57	0.55	0.53	0.53	0.52
0.4	0.83	0.81	0.79	0.77	0.75	0.72	0.71	0.70	0.69
0.5	1.01	1.00	0.97	0.95	0.93	0.90	0.88	0.88	0.87
0.6	1.19	1.18	1.15	1.13	1.10	1.08	1.06	1.05	1.04
0.7	1.37	1.36	1.33	1.31	1.28	1.25	1.23	1.22	1.21
0.8	1.55	1.53	1.51	1.49	1.46	1.43	1.41	1.40	1.39
0.9	1.73	1.71	1.69	1.66	1.63	1.60	1.58	1.57	1.56
1.0	1.91	1.89	1.87	1.84	1.81	1.78	1.76	1.75	1.73

Если же сравнить асимптотическое выражение функции $F(\tau, \eta)$ с точными значениями по таблице 22 из [7], то увидим, что согласие может считаться удовлетворительным только начиная с $\tau \approx 2$.

Относительно хуже всего квазиасимптотическое выражение (17) выполняется при $\tau=0$: при этом согласно (8) оно соответствует приближению

$$\tilde{F}(0, \zeta) = \varphi(\zeta) - 1 = C(0)\zeta \text{ или (см. табл. 2)}$$

$$\varphi(\zeta) \approx 1 + 1.91\zeta. \tag{18}$$

Этот линейный рост $\varphi(\zeta)$ при чистом рассеянии, как известно, неплохо выполняется [13].

Приближенное выражение (17) выполняется тем точнее, чем больше τ , потому что оно по существу асимптотическое, и все последующие наши выводы, основывающиеся на единственном приближении (17), также носят асимптотический характер, то есть выполняются тем точнее, чем больше значение τ .

4. Решение уравнений. Итак, мы рассматриваем трехмерную задачу о внутреннем световом режиме в слое конечной оптической толщины τ . Среда предполагается однородной и изотропной, рассеяние — монохроматическим со сферической индикатрисой. Ниже рассматривается случай консервативного, или чистого рассеяния, $\lambda = 1$.

Конечно, случай чистого рассеяния может быть получен предельным переходом $\lambda \rightarrow 1$ в общем решении для произвольного λ , но этот путь представляется довольно громоздким. Как известно, в случае чистого рассеяния

мы сталкиваемся с процедурой раскрытия неопределенности при решении уравнений. Мы рассматриваем уравнения (2), а не (1), по той причине, что эта неопределенность содержится только в одном из уравнений (2) — в уравнении для h .

Наша задача состоит в решении уравнений (2) в квазиасимптотическом приближении (17). В этом приближении ядро (5) интегрального уравнения (2) переписывается в виде

$$Z(\tau, \tau_0, \zeta) = \frac{1}{2} \tau_0^2(\tau) \frac{F(\tau, \eta) + C(\tau)\zeta}{\eta + \zeta}, \quad (19)$$

Преобразуем это выражение к более удобному виду

$$Z(\tau, \tau_0, \zeta) = a(\tau, \tau_0) + \frac{b(\tau, \tau_0)}{\tau_0 + \zeta}, \quad (20)$$

где введены обозначения

$$a(\tau, \tau_0) = \frac{1}{2} C(\tau) \tau_0^2(\tau), \quad (21)$$

$$b(\tau, \tau_0) = \tau_0 [P(\tau, \tau_0) - a(\tau, \tau_0)]. \quad (22)$$

При больших τ имеем $a \rightarrow P \rightarrow \frac{1}{2} \sqrt{3} \eta \Phi(\eta)$, а величина $b(\tau, \tau_0)$ обращается в нуль, так что мы приходим к приближению для Z , использованному в асимптотических решениях Соболева. В этом смысле величина $b(\tau, \tau_0)$ служит квазиасимптотической поправкой к соболевским асимптотикам. Введем обозначения*

$$f_0 = \int_0^1 f(\mu) d\mu, \quad f_\tau = \int_0^1 \frac{f(\mu)}{\eta + \mu} d\mu. \quad (23)$$

Используя квазиасимптотическое выражение (20) для Z , перепишем уравнения (2) в виде

$$S(\tau_0) = s(\tau_0) + a(\tau_0, \tau_0) s_0 + b(\tau_0, \tau_0) s_\tau, \quad (24)$$

$$H(\tau_0) = h(\tau_0) - a(\tau_0, \tau_0) h_0 - b(\tau_0, \tau_0) h_\tau. \quad (25)$$

Займемся определением величин s_0 , h_0 , s_τ и h_τ .

Так как при чистом рассеянии квант наверняка выходит из слоя, то

$$s_0 = 1. \quad (26)$$

* Во избежание недоразумений заметим, что обозначения (23) и (14) не переходят друг в друга при $\tau = 0$ или $\eta = 1/k$.

Для того, чтобы найти s_1 и h_1 , разделим уравнения (24), (25) на $\eta + \zeta$ и проинтегрируем по τ :

$$S_1 = s_1 + a_1(\tau_0) + \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau)}{\eta + \zeta} s_0 d\tau_0 \quad (27)$$

$$H_1 = h_1 - a_1(\tau_0) h_0 - \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau)}{\eta + \zeta} h_0 d\tau_0 \quad (28)$$

Покажем, что интегралы в правых частях (27), (28) в квазиасимптотическом приближении равны нулю. Рассмотрим, например, первый интеграл

$$\int_0^1 \frac{b s_0}{\eta + \zeta} d\tau_0 = \int_0^1 s(\mu) d\mu \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau) d\tau_0}{i(\eta + \zeta)(\eta + \mu)} = \int_0^1 s(\mu) b_{11} d\mu.$$

Но

$$b_{11} = \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau) d\tau_0}{(\eta + \zeta)(\eta + \mu)} = \frac{1}{\zeta - \mu} \left| \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau_0)}{\tau_0 + \mu} d\tau_0 - \int_0^1 \frac{b(\tau_0, \tau_1)}{\tau_0 + \zeta} d\tau_0 \right| = \frac{b_{11} - b_{12}}{\zeta - \mu} \quad (29)$$

Интегрируя (20) по η и замечая, что $Z_0 = 1$, в квазиасимптотическом приближении находим

$$b_{11}(\zeta) = 1 - \int_0^1 a(\tau, \tau_1) d\tau_1 = 1 - \frac{1}{2} C(\zeta) \int_0^1 \gamma_{\zeta}(\tau_1) d\tau_1 = 1 - \frac{C(\zeta)}{V^3} \quad (30)$$

Другими словами, в квазиасимптотическом приближении $b_{11}(\zeta)$ не зависит от параметра ζ . Поэтому из (29) следует, что $b_{11} = 0$.

Итак, для определения s_1 и h_1 из (27), (28) имеем:

$$s_1 = S_1 - a_1(\tau_0) \quad (31)$$

$$h_1 = H_1 + a_1(\tau_0) h_0 \quad (32)$$

Остается найти h_0 . Для этого проинтегрируем уравнение (2) для h при произвольном λ :

$$H_0 = h_0 - \int_0^1 Z_0(\tau_0, \mu) h(\mu) d\mu.$$

Используя выражение (П.7) и приближение (17), получаем

$$H_0 = h_0 \{1 - P_0(\tau_0)\} + \sqrt{1 - \epsilon} C(\tau_0) h_1. \quad (33)$$

Однако в (33) входит неизвестный первый момент h_1 . Для его определения проинтегрируем уравнение (2) для h , предварительно помножив его на η :

$$H_1 = h_1 - \int_0^1 Z_1(\tau, \eta) h(\eta) d\eta.$$

Используя здесь выражение (П.8)

$$Z_1(\tau, \eta) = q(\tau) - \mu + \bar{F}(\tau, \eta) / \sqrt{3} \approx q(\tau) + \mu \delta,$$

где через δ мы обозначили

$$\delta = \frac{C(\tau)}{\sqrt{3}} - 1, \quad (34)$$

имеем

$$H_1 = (1 - \delta) h_1 - h_0 q(\tau_0), \quad \epsilon = 1.$$

Введем еще одно обозначение

$$\alpha = 2 - \frac{C(\tau_0)}{\sqrt{3}} = 1 - \delta, \quad (35)$$

Подставляя h_1 из предыдущего выражения в (33), после несложных алгебраических преобразований с использованием (П.6), окончательно находим выражение h_0 через величины, характеризующие полубесконечную среду:

$$h_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\alpha \frac{H_0}{\sqrt{1-\epsilon}} \Big|_{\tau=1} - C(\tau_0) H_1}{\alpha \tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (36)$$

Заметим, что величина H_1 содержит множитель $\sqrt{1-\epsilon}$, который сокращается, и процедуры раскрытия неопределенности типа «0/0», обычно присущей случаю чистого рассеяния, в данном случае нет.

Итак, последовательность решений уравнений (2) для задачи о внутреннем свеговом режиме в слое конечной толщины τ_0 , в квазиасимптотическом приближении, следующая:

находим h_0 из (36),

находим h и ξ из (31) и (32), (37)

находим h и ξ из (24) и (25).

В выражения (31), (32) входит величина $a_1(\tau_0)$, равная

$$a_1(\tau) = \int_0^1 \frac{a(\tau, \zeta)}{\zeta + \tau} d\zeta = \frac{1}{2} C(\tau) \int_0^1 \frac{\mu^2(\mu)}{\mu + \tau} d\mu = \frac{C(\tau)}{\varphi(\tau)}. \quad (38)$$

Для вычисления H_0 и H_1 согласно (4) равных

$$H_0(\tau, \tau_0, \zeta) = Y_0(\tau, \zeta) - Z_0(\tau_0 - \tau, \zeta), \quad H_1(\tau, \tau_0, \zeta) = Y_1(\tau, \zeta) - Z_1(\tau_0 - \tau, \zeta),$$

используем интегралы, приводимые в Приложении. Согласно (П.7) и (П.10), с учетом (П.6) имеем

$$\frac{H_0(\tau, \tau_0, \zeta)}{1 - 1/\lambda} \Big|_{\lambda=1} = Q(\tau_0 - \tau) - Q(\tau) + F(\tau, \zeta) + \bar{F}(\tau_0 - \tau, \zeta). \quad (39)$$

Согласно (П.8) и (П.10), находим

$$H_1(\tau, \tau_0, \zeta) = q(\tau) - q(\tau_0 - \tau) + 2\zeta - \frac{1}{3}[F(\tau, \zeta) + \bar{F}(\tau_0 - \tau, \zeta)].$$

Подставляя найденные H_0 и H_1 в (36), получаем

$$h_0 = \frac{\nu(\tau_0 - 2\tau) + 2[q(\tau_0 - \tau) - q(\tau)] + \frac{2}{3}[F(\tau, \zeta) + \bar{F}(\tau_0 - \tau, \zeta) - \zeta C(\tau_0)]}{\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (40)$$

5. Частные задачи. Рассмотрим задачу о нахождении функции источников в слое, освещаемом с одной стороны изотропным излучением. Легко видеть, что в этом случае

$$B(\tau) = \int_0^1 p(\tau, \tau_0, \tau) d\tau = \frac{1}{2}(s_0 + h_0) = \frac{1}{2}(h_0 + 1). \quad (41)$$

Положим в (40) $\zeta = 0$ и заметим, что $F(\tau, 0) = \bar{F}(\tau, 0) = 0$:

$$h_0(\tau_0, \tau_0) = \frac{\nu(\tau_0 - 2\tau) + 2[q(\tau_0 - \tau) - q(\tau)]}{\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (42)$$

Здесь использовано тождество

$$1 + \frac{C(\tau_0)}{\alpha\sqrt{3}} = \frac{2}{\alpha}. \quad (43)$$

Теперь нетрудно найти выражение для функции источников (41):

$$B(\tau) = \frac{\alpha(\tau_0 - \tau) + q(\tau_0 - \tau) + q(\tau_0) - q(\tau)}{\alpha\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (44)$$

С точностью до обозначений это решение совпадает с решением Ямамото [12] (если заменить $\tau \rightarrow \tau_0 - \tau$, $1/\alpha \rightarrow L$ и $L(\tau_0)q(\tau_0) \rightarrow Q(\tau_0)$). В формуле Ямамото фигурировали две постоянные $L(\tau_0)$ и $Q(\tau_0)$, подлежащие численному определению способом подгонки. Они не независимы и выражаются через величину $C(\tau_0)$, последняя и подлежит определению (см. ниже). Такая связь между L и Q была получена и в работе Кинга [11, 12].

В задаче о вероятности выхода поглощенного кванта, согласно (3), $p(\tau, \tau_0, \eta) = (s + h)/2$. Складывая (24) и (25) при $\zeta = 0$, получаем

$$p(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) + \frac{h_0 - 1}{2} a(\tau_0, \eta) + \frac{h_1 - s_1}{2} b(\tau_0, \eta).$$

Вычисляем (см. (40), $\zeta = 0$)

$$\frac{h_0 - 1}{2} = \frac{q(\tau_0 - \tau) - q(\tau) - q(\tau_0) - \alpha\tau}{\alpha\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (45)$$

Согласно (31) и (32) и (4) при $\zeta = 0$

$$\frac{1}{2}(s_1 - h_1) = \frac{1}{2}(S_\eta - H_\eta) - a_\tau(\tau_0) \frac{h_0 + 1}{2} = P_\tau(\tau_0 - \tau) - \frac{h_0 + 1}{2} a_\tau(\tau_0). \quad (46)$$

Учитывая, что

$$H_\tau(\tau, \tau_0) = P_\tau(\tau) - P_\tau(\tau_0 - \tau), \quad S_\tau(\tau, \tau_0) = P_\tau(\tau_0) + P_\tau(\tau_0 - \tau).$$

и

$$P_\tau(\tau) = \int_0^\tau \frac{P(\tau, \mu)}{\tau + \mu} d\mu = \frac{\tilde{F}(\tau, \eta)}{\alpha\tau(\eta)} \cong \frac{C(\tau)}{\tau(\eta)} \quad (47)$$

и принимая во внимание, что согласно (21) $a_\tau(\tau) = C(\tau)/\tau(\eta)$, находим

$$p(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) + \frac{h_0 - 1}{2} a(\tau_0, \eta) + \frac{b(\tau_0, \eta)}{\tau(\eta)} \left[C(\tau_0) \frac{h_0 + 1}{2} - C(\tau_0 - \tau) \right]. \quad (48)$$

Если разделить (48) на η и устремить $\eta \rightarrow 0$, то получим

$$\Phi(\tau, \tau_0) = \Phi(\tau) + \frac{h_0 - 1}{2} C(\tau_0). \quad (49)$$

Рассмотрим частный случай, когда $\tau = 0$. Из (45) находим

$$\frac{h_0 - 1}{2} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\alpha\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (50)$$

После небольших преобразований из (48) получаем следующую квазиасимптотическую формулу для функции $\varphi(\tau_0, \eta)$ Амбарцумяна

$$\varphi(\tau_0, \eta) = \varphi(\eta) - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{C(\tau_0)\eta}{\alpha\tau_0 + 2q(\tau_0)} [\varphi(\eta) + F(\tau_0, \eta) - \eta C(\tau_0)]. \quad (51)$$

В приближении (17) ее можно переписать и в виде

$$\varphi(\tau_0, \eta) = \varphi(\eta) - \frac{\bar{F}(\tau_0, \eta)\sqrt{3}}{\alpha\tau_0 + 2q(\tau_0)} [\varphi(\eta) + F(\tau_0, \eta) - \bar{F}(\tau_0, \eta)], \quad (52)$$

интересном тем, что при $\tau_0 = 0$ она точна: $\varphi(0, \eta) = 1$.

6. *Функция $C(\tau)$.* Функция $C(\tau)$ определяется как коэффициент пропорциональности в выражении (17): $\bar{F}(\tau, \zeta) \approx C(\tau)\zeta$. Поскольку оно приближенное, то функция $C(\tau)$ обладает некоторой неопределенностью, тем большей, чем меньше τ . В пределах этой неопределенности положим, например, в (17) $\zeta = 1$:

$$C(\tau) = \bar{F}(\tau, 1). \quad (53)$$

Тогда таблица этой функции дается последней строкой табл. 1:

Таблица 2

ФУНКЦИЯ $C(\tau)$

τ	0	0.02	0.05	0.1	0.2	0.4	0.7	1	∞
$C(\tau)$	1.91	1.89	1.87	1.84	1.81	1.78	1.76	1.75	$1/\sqrt{3}$
$\bar{\zeta}$	0.15	0.13	0.10	0.06	0.05	0.03	0.01	0.005	0

Во второй строке табл. 2 приведен порядок неопределенности

$$\bar{\zeta} = \frac{C(\tau)}{\sqrt{3}} - 1 \sim \frac{\delta C}{C}. \quad (54)$$

При больших τ , $C(\tau) \rightarrow \sqrt{3}$, и наши формулы, учитывающие отличие функции $C(\tau)$ от $C(\tau) = \sqrt{3}$, переходят в соболевские асимптотики.

Поскольку $C(\tau)$ содержит неопределенность $\sim \delta$, то важно выяснить, насколько эта неопределенность может повлиять на численные результаты. Для этого рассмотрим, например, формулу (44) для функции источников.

Варьируем выражение (44) по $C(\tau_0)$:

$$\frac{\delta B}{\delta C} = \frac{\delta B}{\delta C} \frac{\delta \tau}{\delta C} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{(2\tau - \tau_0) q(\tau_0) - \tau_0 [q(\tau_0 - \tau) - q(\tau)]}{[a\tau_0 + 2q(\tau_0)]^2} \quad (55)$$

Заметим, что при $\tau = \tau_0/2$, для середины слоя, как и для $\tau_0 = 0$, формула (44), согласно (55), дает точное выражение для B , то есть, $\delta B = 0$, независимо от выбора значения C . Учитывая, что $B > 1/2$, легко оценить величину ошибки $\delta B/B$, обусловленной неопределенностью выбора функции C . Оказывается, что при всех τ и τ_0 $\delta B/B \leq 0.5\%$. Итак, в пределах приближения (17), неопределенность в функции $C(\tau_0)$, видимо, не должна существенно влиять на наши результаты.

Ниже (таблица 3) приводятся результаты вычислений, проведенных по квазиасимптотической формуле (52) для функции Амбарцумяна $\varphi(\tau_0, \eta)$. При этом нами использованы таблица 22 работы [7] для $F(\tau, \eta)$ и таблица 1 для $F(\tau, \xi)$, дающие значения этих функций с точностью до единицы третьего знака. Результаты также обладают таким порядком точности (и большей). Точные значения $\varphi(\tau_0, \eta)$ для сравнения взяты из таблиц 12 и 6 книг [7, 8].

Таблица 3

		ФУНКЦИЯ $\varphi(\tau_0, \eta)$						
		η	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	
τ_0	0.1	1.000	1.132	1.148	1.153	1.156	1.162	прибл. точн.
	1.00	1.13	1.15	1.15	1.16	1.16		
0.2	1.000	1.197	1.239	1.251	1.262	1.266	прибл. точн.	
	1.000	1.198	1.236	1.251	1.259	1.265		
0.4	1.000	1.264	1.353	1.392	1.416	1.428	прибл. точн.	
	1.000	1.261	1.349	1.390	1.413	1.429		
1	1.000	1.326	1.509	1.624	1.702	1.757	прибл. точн.	
	1.000	1.327	1.510	1.626	1.703	1.757		

Полученные нами квазиасимптотические решения переходят в асимптотические решения Соболева при больших τ_0 , когда $C(\tau_0) \rightarrow \sqrt{3}$.

Одновременно это означает замену всех величин на соответствующие асимптотические, например, $x \rightarrow 1$, $P(\tau_0, \tau) \rightarrow (1/\sqrt{3}) \gamma_{\tau}(\tau)$, $a(\tau_0, \tau) \rightarrow (1/\sqrt{3}) \gamma_{\tau}(\tau)$, $b(\tau_0, \tau) \rightarrow 0$ и т. д. Другими словами, квазиасимптотические решения учитывают отличие функций $C(\tau_0)$ от $C(\infty) = 1/\sqrt{3}$ при малых τ_0 . По этой причине параметр $\delta \rightarrow C(\tau_0)/\sqrt{3} - 1$ можно назвать малым параметром квазиасимптотической теории. В этом смысле асимптотические решения Соболева соответствуют нулевому приближению по параметру δ , то есть, пренебрежению членами порядка и выше δ . Наша же квазиасимптотическая теория соответствует учету также членов порядка δ , но пренебрежению величинами $\sim \delta^2$. Например, приближенное равенство нулю b_{τ} (29) на самом деле означает, что $b_{\tau} \sim \delta^2$.

В соответствии с этим, и закон сохранения числа фотонов при чистом рассеянии, $Z_0(\tau, \xi) = 1$, выполняется с точностью до членов порядка δ^2 . В худшем случае, при $\tau = 0$,

$$\frac{1}{2} \int_0^1 \varphi(\mu) d\mu = \frac{1}{2} \int_0^1 (1 + 1.91 \mu) d\mu = 0.98,$$

закон сохранения справедлив с точностью до 2%.

7. Приложение. Множество полезных соотношений и интегралов можно найти из полугруппового соотношения [1, 4, 14, 15]

$$Y(\tau_1 + \tau_2, \tau_0, \xi) = \int_0^1 Y(\tau_1, \tau_0, \mu) Y(\tau_2, \mu, \xi) d\mu \quad (56)$$

или из

$$Z(\tau_1 + \tau_2, \tau_0, \xi) = \int_0^1 Z(\tau_1, \tau_0, \mu) Z(\tau_2, \mu, \xi) d\mu$$

при подстановке в них явного выражения* для Y [1, 4]:

$$Y(\tau, \tau_0, \xi) = \frac{1}{2} \gamma_{\tau}(\tau) \frac{F(\tau, \tau_0) - F(\tau, \xi)}{\tau - \xi} + e^{-\tau/\delta} \gamma_{\tau}(\tau - \xi) \quad (57)$$

при значении $\tau = \tau_0$, или подстановке $Z(\tau, \mu, \xi)$ из (5), и имея в виду раз-

* Это выражение впервые получено в неопубликованной работе В. В. Иванова в 1958 г.

личные соотношения между величинами Y , Z , F , \bar{F} , P и φ , приведенные в [4], а также используя их асимптотические выражения при $\tau_2 \rightarrow \infty$. Мы приводим только основные интегралы.

Нижеследующие выражения справедливы при произвольном значении λ .

$$\int_0^1 \frac{Z(\tau_1, \mu, \zeta)}{\mu + \tau_1} F(\tau_2, \mu) d\mu = \frac{\bar{F}(\tau_1 + \tau_2, \eta) - \bar{F}(\tau_1 + \tau_2, \zeta)}{\tau_1 - \zeta} - \frac{\bar{F}(\tau_2, \eta) \bar{F}(\tau_1, \eta) - \bar{F}(\tau_1, \zeta)}{\varphi(\tau_1) \tau_1 - \zeta} \quad (\text{П.1})$$

Полагая $\tau_2 = 0$, находим

$$\int_0^1 \frac{Z(\tau, \mu, \zeta)}{\mu + \tau} d\mu = \frac{1}{\varphi(\tau)} \frac{\bar{F}(\tau, \eta) - \bar{F}(\tau, \zeta)}{\tau_1 - \zeta} \quad (\text{П.2})$$

Указанным путем находится и интеграл

$$\frac{\lambda}{2} \tau \int_0^1 \frac{Z(\tau, \mu, \zeta)}{\tau_1 - \mu} d\mu = \frac{\lambda}{2} \tau \frac{e^{-\lambda \tau}}{\tau_1 + \zeta} - \Lambda(\tau) Z(\tau, \eta, \zeta), \quad (\text{П.3})$$

где $\Lambda(\tau) = 1 - \frac{\lambda}{2} \tau \ln \frac{1 + \tau}{1 - \tau}$. Это выражение можно рассматривать как сингулярное интегральное уравнение для $Z(\tau, \eta, \zeta)$, обращаясь, в частности (при $\tau = 0$ и $\zeta = 0$), в известные сингулярные уравнения для $R_+(\tau, \zeta)$ и $P(\tau, \tau)$.

Формулы (П.1)–(П.3) справедливы при любых значениях τ_1 , в частности, и при $\tau_1 = 1/k$. Например, из (П.3) при $\tau_1 = 1/k$ получаем

$$\int_0^1 \frac{Z(\tau, \eta, \zeta)}{1 - k\mu} d\mu = \frac{e^{-k\tau}}{1 + k\zeta} \quad (\text{П.4})$$

Выше в работе были использованы выражения для нескольких моментов $Z_n(\tau, \zeta) = \int_0^1 \eta^n Z(\tau, \eta, \zeta) d\eta$. Укажем, как их можно вычислить.

Полагая в (П.2) $\eta=0$, имеем

$$Z_{-1}(\tau, \zeta) = \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{Z(\tau, \eta, \zeta)}{\eta} d\eta = \frac{\bar{F}(\tau, \zeta)}{\zeta}. \quad (\text{П.5})$$

Это следует непосредственно и из определения (7) функции \bar{F} .

Из дифференциального уравнения для $P(\tau, \eta)$ интегрированием по η находим [7]

$$P_0(\tau) = 1 - \sqrt{1-\tau} Q(\tau). \quad (\text{П.6})$$

Здесь $Q(\tau) = 1 + \int_0^{\frac{1}{2}} \Phi(t) dt$, а при чистом рассеянии $\lambda = 1$,

$$Q(\tau) = \sqrt{3} [\tau + q(\tau)],$$

где $q(\tau)$ — функция Хопфа.

Вычислим $Z_0(\tau, \zeta)$. Непосредственное интегрирование выражения (5) дает

$$\begin{aligned} Z_0(\tau, \zeta) &= \int_0^{\frac{1}{2}} Z(\tau, \eta, \zeta) d\eta = \frac{\tau}{2} \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{(\eta + \zeta) - \zeta}{\eta + \zeta} \tau(\eta) [F(\tau, \eta) + \bar{F}(\tau, \zeta)] d\eta = \\ &= P_0(\tau) + \frac{\tau}{2} \tau \bar{F}(\tau, \zeta) - \zeta Z_{-1}(\tau, \zeta) = P_0(\tau) - \sqrt{1-\tau} \bar{F}(\tau, \zeta). \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

Найдем $Z_1(\tau, \zeta)$ для случая чистого рассеяния. Для этого разложим выражение (П.4) по степеням малого k :

$$\int_0^{\frac{1}{2}} Z(1 + k\eta + \dots) d\eta = Z_0 + kZ_1 + \dots = (1 - k\tau + \dots)(1 - k\zeta + \dots)$$

Подставив сюда Z_0 из (П.7) и устремив $k \rightarrow 0$, получим

$$Z_1(\tau, \zeta) = q(\tau) - \zeta + \bar{F}(\tau, \zeta)/\sqrt{3}. \quad (\text{П.8})$$

В частности, при $\zeta=0$ отсюда следует

$$P_1(\tau) = q(\tau). \quad (\text{П.9})$$

Аналогично можно найти следующие моменты Z_n для случая чистого рассеяния, сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях k в разложении по степеням k выражения (П.4).

Соответствующие интегралы, содержащие диффузную часть Y , получаются из приведенных формул заменой [4]

$$\zeta \rightarrow -\zeta, \quad Z(\tau, \zeta, \xi) \rightarrow Y_{\text{diff}}(\tau, \zeta, \xi), \quad \bar{F}(\tau, \zeta) \rightarrow F(\tau, \zeta). \quad (\text{П.10})$$

За внимание к работе и обсуждение результатов автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну, член-корр. АН СССР В. В. Соболеву и Э. Х. Даниеляну. Последний вычислил интеграл (П.7) и другим путем получил (П.8). Автор выражает глубокую признательность В. В. Иванову за полезное обсуждение работы и ценные замечания, направленные к ее улучшению

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE QUASIASYMPTOTIC SOLUTIONS OF THE RADIATIVE TRANSFER PROBLEM IN AN OPTICALLY FINITE SHELL. I. CONSERVATIVE SCATTERING

M. A. MNATSAKANIAN

The quasiasymptotic solutions of the radiative transfer problem in an optically finite shell in the case of monochromatic isotropic conservative scattering are obtained. These solutions are in fact asymptotic ones but they are more correct than the well known Sobolev's asymptotic solutions and can be practically applied to a shell of an arbitrary thickness. If the thickness is very large they turn into Sobolev's asymptotics.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Мнацаканян, ДАН, 255, № 5, 65, 1975.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
3. М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 93, 1975.
4. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
5. В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
6. В. В. Соболев, ДАН СССР, 155, 316, 1964.
7. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИПТА, М., 1956.
8. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
9. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
10. G. Yamamoto, Sci. Rept. Tohoku University, ser. 5, Geophys. 7, 1, 1955.
11. J. King, Ap. J., 124, 406, 1956.
12. В. В. Соболев, Астрофиз. ж., 39, 229, 1962.
13. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960, стр. 212.
14. В. В. Иванов, Астрофиз. ж., 52, 217, 1975.
15. Н. Б. Ентимбарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ПУЛЬСАРОВ

Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРИАН, Р. М. АВАКЯН,
Г. П. АЛОДЖАНЦ

Поступила 12 июля 1974

В работе предлагается новый механизм генерации космических лучей в магнитосфере пульсаров. Получены формулы полного числа частиц в магнитосфере, скорости уменьшения этого числа со временем и второй производной периода по времени. Исходя из наблюдаемого потока космических лучей, оценено полное число пульсаров в Галактике, а также их распределение по периодам (предполагается, что космические лучи в основном генерируются пульсарами).

В ряде работ [1—3] высказывалась идея о том, что космическое излучение генерируется в пульсарах. В работах [2, 3] предполагается, что космические лучи высоких энергий образуются путем ускорения частиц за световым цилиндром в волновом поле магнитно-дипольного излучения ко-сого ротатора.

В данной работе предлагается иной механизм генерации частиц космического излучения в магнитосфере пульсаров.

1. *Магнитосфера пульсаров.* Параметры магнитосферы пульсаров исследованы в работе [4]. При наличии сильного магнитного поля, у вращающейся барийной звезды в окрестности ее магнитного экватора образуется кольцеобразная плазменная магнитосфера со следующими параметрами: внутренний радиус кольца равен

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где M — масса звезды, Ω — угловая скорость вращения. В области расстояний $R < r < r_1$ нет вещества. Здесь R — радиус звезды. Плазма простирается до светового цилиндра, т. е. до расстояния

$$r_1 = \frac{c}{\Omega}, \quad (2)$$

где c — скорость света. Эффективная толщина магнитосферы порядка

$$z_0 = \frac{7.42 \cdot 10^9}{\Omega} T_0^{3/2}, \quad (3)$$

где $T = 10^6 T_0$ — температура плазмы. Предполагается, что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента.

Радиальное распределение плотности частиц в плазме определяется уравнением диффузии [4]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = \nabla \left\{ 2r^4 n^2(r, t) \left[\frac{\nabla n^2(r, t)}{n^2(r, t)} - \frac{\vec{F}_-}{kT} \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha = \frac{4}{3} \frac{c^2 e^2}{\mu^2} \left(\frac{2\pi m}{kT} \right)^{3/2} \Lambda$$

$$\Lambda = \ln \left[\frac{(kT)^{3/2}}{(4\pi n)^{3/2} e^2} \right]$$

$$\vec{F}_- = m\Omega^2 \vec{r} - \frac{GmM}{r^2} \vec{r},$$

где n — плотность частиц в водородной плазме, μ — магнитный момент дипольного поля, m — масса протона, r — расстояние от оси вращения, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона. Уравнение (4) допускает автомодельное решение вида

$$n(r, t) = \frac{f(r)}{t}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) для $f(r)$ получаем следующее уравнение:

$$f'' + \frac{f'}{f} - \left(\frac{m\Omega^2}{kT} r - \frac{GmM}{kT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) f' - \left(\frac{4m\Omega^2}{kT} - \frac{2.5GmM}{kT} \frac{1}{r^3} \right) f + \frac{1}{2r^4} = 0, \quad (6)$$

где штрих означает дифференцирование по r . Приближенное решение этого уравнения с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0$$

имеет вид [4]:

$$f(r) = \begin{cases} b \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \frac{r_1^4}{r^4} & \text{при } r_1 \leq r \leq \frac{8}{9} r^2 \\ 4.8 b \frac{r_1^4}{r^4} \left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} & \text{при } \frac{8}{9} r_2 \leq r \leq r_2, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$b = \frac{1.466 \cdot 10^{27}}{\Lambda} T_6^{3/2} \mu_{30}^2 \Omega^2 \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2.$$

Полное число частиц в магнитосфере равно

$$N(t) = \frac{2\pi}{t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-z^2/z_0^2} dz \int_{r_1}^{r_2} r f(r) dr.$$

Учитывая (3) и (7), находим

$$N(t) = \frac{2.35 \cdot 10^{30}}{t} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4.3} T_6^2 \mu_{30}^2 p^{1/3}, \quad (8)$$

где $\mu_{30} = 10^{-30}$ м, а $p = 2\pi/\Omega$ — период вращения пульсара. Перепишем формулу (8) в виде

$$N(\tau) = \frac{N_0(p)}{1 + \tau/t_0}, \quad (9)$$

Здесь введено обозначение $t = t_0 + \tau$; $\tau = 0$ соответствует моменту наблюдения пульсара и

$$N_0(p) = \frac{2.35 \cdot 10^{30}}{t_0} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4.3} T_6^2 \mu_{30}^2 p^{1/3} \quad (10)$$

представляет собой число частиц в момент времени $\tau = 0$. Из (9) видно, что t_0 есть время, за которое число частиц в магнитосфере уменьшается вдвое.

2. *Некоторые соотношения между параметрами пульсара.* Предположим, что наблюдаемое замедление скорости вращения пульсаров обусловлено утечкой частиц у светового цилиндра. В соответствии с этим предположением можно написать

$$\frac{dL}{dt} = l \frac{dN}{dt}, \quad (11)$$

где L — момент количества движения звезды, l — момент одной частицы, покидающей звезду у светового цилиндра,

$$l = r_0 \frac{\epsilon}{c} = \frac{\epsilon}{\Omega}, \quad (12)$$

ϵ — энергия частицы. Из двух последних формул следует

$$\frac{4\pi^2 l}{p} \frac{dp}{d\tau} = -\epsilon p^2 \frac{dN}{d\tau} \quad (13)$$

l — момент инерции барнионной звезды. Легко заметить, что соотношение (13) следует также из закона сохранения энергии. Если теперь из (9) вычислить значение $dN/d\tau$ в момент $\tau=0$ и подставить в (13), получим уравнение, определяющее l_0 :

$$t_0^2 + \frac{\epsilon p^2}{12\pi^2 l} N_0 t_0^2 - \frac{\epsilon p^2}{4\pi^2 l} \left(\frac{p}{p}\right)_0 N_0 t_0 = 0. \quad (14)$$

Здесь $p \equiv dp/d\tau$, а $N_0 t_0$ и ϵ являются функциями периодов вращения пульсаров. Зависимость $N_0 t_0$ от p определяется формулой (10). Зная также зависимость ϵ от p и беря значения p и \dot{p} в настоящий момент из наблюдательных данных, с помощью уравнения (14) можно определить зависимость l_0 от параметров звезды.

Определим теперь зависимость ϵ от p .

Вплоть до самого светового цилиндра плазма сильно замагничена и жестким образом вращается вместе со звездой. Инжекция частиц в космическое пространство происходит у светового цилиндра на расстояниях, весьма близких к $r_s = c/\Omega$, когда скорости частиц релятивистские. В этом случае радиус кривизны на траектории частицы в магнитном поле сильно возрастает и когда он начинает превышать радиус магнитосферы r_s , частица, двигаясь по расходящейся спирали, покидает магнитосферу.

Очевидно, это произойдет тогда, когда, ларморовская частота станет равной угловой скорости вращения Ω .

$$\frac{cZe\hbar}{\epsilon} = \Omega, \quad (15)$$

где ϵ — энергия, а Ze — заряд частицы. Отсюда энергия частицы, покидающей магнитосферу, равна

$$\epsilon = \frac{4\pi^2 e^2 Z}{c^2} \frac{1}{p^2} = \frac{21.1 \mu_{30} Z}{p^2}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (14) и учитывая (10), для l_0 находим

$$l_0 = 1.12 \cdot 10^3 \left(\frac{M_s}{M}\right)^{2.3} \frac{T_s \mu_{30}^3}{I_{44}^{1.7}} \left| p^{1.3} \left(\frac{p}{p}\right)_0 \right|^{1.2}. \quad (17)$$

Таким образом, зная массу звезды, ее момент инерции (см табл. 1), магнитный момент, температуру магнитосферы и используя наблюдательные данные для ρ и ρ_0 , можно определить полное число частиц в магнитосфере и время уменьшения частиц в ней в два раза.

Для пульсара в Крабовидной туманности, принимая $M = 0.5 M_{\odot}$, $I = 10^{44}$ г·см², $\Omega = 200$ сек⁻¹, $\mu = 10^{11}$ гаусс см³, $T_s = 1$, находим $N_0 = 2.43 \cdot 10^{42}$; $t_0 = 250$ лет.

Таблица 1
ДИАПАЗОН ВАЖНЕЙШИХ ПАРАМЕТРОВ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД, КОТОРЫЕ МОГУТ БЫТЬ ПУЛЬСАРАМИ [11, 12]

$\rho(0)$ (г/см ³)	M/M_{\odot}	R (км)	$I \cdot 10^{-44}$ (г·см ²)	$N \cdot 10^{-57}$	$\Omega_{\max} \cdot 10^{-2}$ (сек ⁻¹)
$8.69 \cdot 10^{13}$	0.118	160	5.50	0.15	0.59
$1.37 \cdot 10^{14}$	0.145	66	4.4	0.16	2.2
$1.78 \cdot 10^{14}$	0.172	43	3.3	0.17	5.7
$2.27 \cdot 10^{14}$	0.208	25	2.2	0.22	10
$2.88 \cdot 10^{14}$	0.265	18	1.6	0.32	14
$3.62 \cdot 10^{14}$	0.372	15	2.6	0.472	23
$4.56 \cdot 10^{14}$	0.518	14	3.8	0.65	31
$5.77 \cdot 10^{14}$	0.672	14	5.2	0.85	44
$7.39 \cdot 10^{14}$	0.845	13	6.9	1.1	57
$9.57 \cdot 10^{14}$	1.05	13	8.7	1.3	74
$1.27 \cdot 10^{15}$	1.26	13	10	1.7	89
$1.75 \cdot 10^{15}$	1.41	13	11	1.9	100
$2 \cdot 10^{15}$	1.46	12	11	1.9	110

Примечания. M , R и I — масса, радиус и момент инерции звезды, N — полное число барионов в ней, $\rho(0)$ — плотность в центре, $\Omega_{\max} = (GM/R^3)^{1/2}$ — максимальное значение угловой скорости вращения.

Полученное значение t_0 примерно в четыре раза меньше известного возраста пульсара 0531. Это означает, что, несмотря на сравнительную молодость этого пульсара, его магнитосфера уже успела придти в квазистационарное состояние. С другой стороны, поток частиц в единицу времени порядка $N_0/t_0 \sim 3.11 \cdot 10^{32}$ сек⁻¹. Из формулы (16) видно, что энергия, уносимая одним протоном и электроном, порядка $2 \cdot 10^6$ эрг, энергетические потери, обусловленные корпускулярным излучением пульсара, порядка $6 \cdot 10^{37}$ эрг/сек, что по порядку величин согласуется с полным наблюдаемым рентгеновским излучением Крабовидной туманности [5]. Для того же пульсара можно рассчитать значение второй производной периода по времени. Согласно (9) и (13) в момент времени $t = 0$

$$p = -pt_0 \left[\frac{2}{t_0^2} - \frac{5}{3} \left(\frac{p}{p} \right)_0 \frac{1}{t_0} + \frac{1}{9} \left(\frac{p}{p} \right)_0^2 \right], \quad (18)$$

откуда для рассматриваемого нами пульсара получаем $\dot{p} \approx 9 \cdot 10^{-21} \text{ сек}^{-1}$. Это значение в девять раз превышает наблюдаемое значение [6, 7], что можно считать удовлетворительным согласием, так как значения параметров M , μ , T и I могут несколько отличаться от выбранных нами значений. Формула (18) может дать важную информацию о параметрах пульсаров, если удастся кроме \dot{p} точно измерить и p .

3. Космическое излучение от пульсаров. Первичный спектр космического излучения аппроксимируется формулой [8, 9]

$$J(E) dE = \begin{cases} AE^{-2.6} dE & \text{при } 0.016 < E < 1280 \text{ эрГ} \\ (1.236 \pm 0.25) \cdot 10^{-2} E^{-3.2 \pm 0.15} dE & \text{при } 1280 < E < 6.4 \cdot 10^5 \text{ эрГ} \end{cases} \quad (19)$$

Здесь $J(E) dE$ — поток частиц, рассчитанный на единицу телесного угла ($\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}$). Из условия сшивки при $E = 1280 \text{ эрГ}$ находим, что $A = 1.69 \cdot 10^{-4}$. Число частиц с энергией $E > E_0$ обозначим через $J_1(E_0)$.

Согласно формуле (16), наименьшей энергией обладают частицы, испускаемые пульсаром, имеющим максимальный период, равный 3.67 сек. Их энергия $\varepsilon = 1.6 \text{ эрГ}$. Воспользовавшись (19) для значения J_1 при $E_0 = 1.6 \text{ эрГ}$, находим

$$J_1(1.6 \text{ эрГ}) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}.$$

Однако, по последним экспериментальным данным [10],

$$J_1(1.6 \text{ эрГ}) = 1.34 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}.$$

Оценим полное число пульсаров в нашей галактике, предполагая, что наблюдаемый поток космических лучей обусловлен только их корпускулярным излучением. Будем также считать, что в нашей эпохе распределение пульсаров по периодам является стационарным. Если t_p — промежуток времени, проходящий после установления этого стационарного распределения, $P(p) dp$ — число пульсаров в интервале $(p, p+dp)$ и V — объем галактики, то

$$c \cdot t_p \frac{dN}{dt} P(p) dp = 4\pi V J(E) dE. \quad (20)$$

Подставляя в (20) значение dN/dt из формулы (13), находим

$$P(p) dp = \frac{4\pi V c^{1.5}}{I c^{2.5} t_p} \frac{p}{p} J(E) dE. \quad (21)$$

Для большинства старых пульсаров время замедления p/\dot{p} порядка 10^6 — 10^7 лет, поэтому при оценке полного числа пульсаров в Галактике p/\dot{p} можно считать постоянным. Тогда

$$P_1(p_0) = \int_{p_0}^{\infty} P(p) dp \approx \frac{4\pi R_g^2 V}{I_{14} t_g} \overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)} J_1(E_0), \quad (22)$$

где $P_1(p_0)$ — полное число пульсаров с периодами, меньше p_0 , а $p_0 = 3.67$ сек. Подставляя в (22) значения объема Галактики, $V = \pi R_g^2 h = 7.3 \cdot 10^{61}$ см³ ($R_g = 12.5$ кпс — радиус, а $h = 5$ кпс — толщина Галактики) и интенсивности космического излучения $J_1(E_0)$, получаем

$$P_1(p_0) = 2.2 \cdot 10^{15} \frac{I_{14}}{I_{14} t_g} \overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)}. \quad (23)$$

Здесь $\overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)}$ измерено в единицах 10^6 лет, $I_{14} = 10^{-44}$ л/см². Если принять для всех пульсаров $\mu_{10} = I_{14} = 1$ и $t_g = 10^6$ лет, то их ожидаемое число в Галактике будет порядка 10^6 — 10^7 . Известно, что большинство пульсаров находится на расстоянии $R = 0.5$ кпс. По оценке (22) число таких пульсаров приблизительно равно

$$P = P_1(p_0) \left(\frac{R}{R_g}\right)^2 = 1.6 \cdot 10^{-3} P_1(p_0). \quad (24)$$

Для тех же значений параметров μ_{10} , I_{14} и t_g получаем $P \approx 10^3$ — 10^4 . Если наши оценки верны, то нужно считать, что к настоящему времени обнаружено менее чем 10% всех пульсаров, имеющих в сфере с радиусом 0.5 кпс.

Наконец, используя соотношение (21), можно найти ожидаемое распределение пульсаров по периодам, соответствующее наблюдаемому потоку космического излучения.

Время замедления p/\dot{p} как функцию периода p можно получить, исходя из имеющихся наблюдательных данных. На рис. 1 приведен график $\lg p/\dot{p}$ от $\lg p$, который можно аппроксимировать формулой

$$\frac{p}{\dot{p}} = 3.15 \cdot 10^{14} p^{1.12 \lg p}. \quad (25)$$

В этой формуле не исключены ошибки до 50%, что обусловлено большим разбросом значений p/\dot{p} . Подставляя (19) и (25) в (21) и выразив E через p по формуле (16), получаем следующее распределение пульсаров по периодам:

$$P(r) = 34.9 \cdot r^{4.51 - 0.9871r}, \quad \text{при } r < 0.128 \text{ сек.}$$

$$P(r) = 2.97 \cdot r^{1.33 - 0.5871r}, \quad \text{при } r > 0.128 \text{ сек.} \quad (26)$$

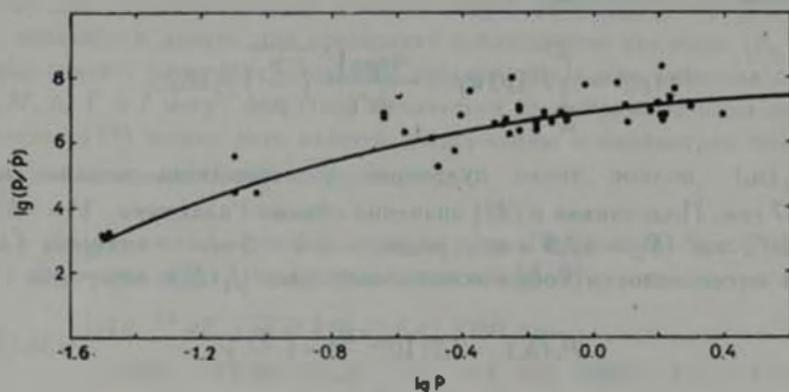


Рис. 1. График зависимости логарифма возраста пульсаров от логарифма периода.

В табл. 2 приведено число пульсаров в Галактике с периодом меньше заданного значения, в предположении, что весь поток первичного космического излучения обусловлен только пульсарами. Мы не считаем, что предложенный механизм является единственно возможным для объяснения космического излучения. Не исключена возможность существования и других механизмов генерации. Это в особенности относится к космическому излучению с энергией $E < 10^{11}$ эв.

Таблица 2
ЧИСЛО ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

Период r (сек)	Число пульсаров с периодом меньше r		
	теория		наблюдения
	в Галактике	в объеме радиусом 2 кпс	
0.2	135	4	8
0.4	$6.61 \cdot 10^3$	169	27
0.6	$5.50 \cdot 10^4$	$1.41 \cdot 10^3$	50
0.8	$2.19 \cdot 10^5$	$5.61 \cdot 10^3$	64
1.0	$6.35 \cdot 10^5$	$1.63 \cdot 10^4$	76
1.2	$1.45 \cdot 10^6$	$3.72 \cdot 10^4$	81
1.6	$4.79 \cdot 10^6$	$1.22 \cdot 10^5$	98
2.0	$1.20 \cdot 10^7$	$3.08 \cdot 10^5$	101
3.0	$6.31 \cdot 10^7$	$1.61 \cdot 10^6$	104
4.0	$1.66 \cdot 10^8$	$4.27 \cdot 10^6$	105

Наличие других механизмов генерации космического излучения очевидно приведет к уменьшению ожидаемого числа пульсаров в Галактике. В этом смысле числа, приведенные во втором столбце, дают верхнюю границу числа пульсаров. Из данных таблицы, по-видимому, можно также заключить, что значительная часть медленных пульсаров еще не наблюдается.

Ереванский государственный
университет

COSMIC RAYS FROM PULSARS

G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN,
R. M. AVAKIAN, G. P. ALODJANTZ

The new mechanism of cosmic ray generation by pulsars is considered. Formulas for the total number of particles in the magnetosphere, the rate of their decrease and the second derivative of the period by time are obtained. The total number of pulsars in the Galaxies are calculated taking into account observation data of cosmic ray flux on the Earth.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Gold, *Nature*, 221, 25, 1969.
2. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 728, 1969.
3. C. F. Kennel, G. Schmidt, T. Wilcox, *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1364, 1973.
4. Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 11, 27, 1975.
5. P. Morrison, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 325, 1967.
6. C. Peraultols, N. P. Carleton, P. Horowitz, *Nature*, 228, 445, 1970.
7. I. G. Duthie, P. Murdin, *Ap. J.*, 163, 1, 1971.
8. А. Рамакришнан, *Элементарные частицы и космические лучи*, Мир, М., 1973.
9. С. Хаккоби, *Физика космических лучей*, Мир, М., 1973.
10. M. J. Ryan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam, *Phys. Rev. Lett.*, 28, 985, 1972.
11. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
12. Г. Г. Арцгювин, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, *Астрон. ж.*, 48, 496, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ПЛОСКОГО ОДНОРОДНОГО СЛОЯ

Р. М. АВАКЯН, Я. ГОРСКИН

Поступила 9 декабря 1974

Исследовано гравитационное поле, создаваемое плоским однородным слоем. Внутри конфигурации найдены компоненты метрического тензора и распределение давления. Произведена связь с внешним решением Тауба. Для малых центральных давлений найдено приближенное аналитическое выражение и выяснен физический смысл постоянной во внешнем решении.

Задачам со сферически-симметричным распределением материи посвящен ряд работ. Детальный анализ их проведен в [1, 2]. В последние годы, по существу, решена также задача вращения. В [3, 4] исследовалось внешнее решение для вращающихся конфигураций и найдены внутренние численные решения.

Представляет определенный интерес рассмотрение конфигураций, обладающих плоской симметрией [5]. В настоящей работе исследуется гравитационное поле, создаваемое плоским однородным слоем.

1. В статическом случае пространственно-временную метрику можно записать в виде (ось Oz перпендикулярна слою, а плоскость xy расположена в середине слоя):

$$ds^2 = e^{2\lambda(z)} dt^2 - e^{2\mu(z)} (dx^2 + dy^2) - dz^2 \quad (1.1)$$

Функции $\nu(z)$, $\lambda(z)$, а также распределение плотности энергии $\rho(z)$ и давления $P(z)$ внутри конфигурации находятся из решения уравнений Эйнштейна и гидродинамики:

$$\lambda'' + \frac{3}{4} \lambda'^2 = -\frac{8\pi k}{e^{\lambda}} \rho \quad (1.2)$$

$$\frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda'\nu'}{2} = \frac{8\pi k}{c^4} P, \quad (1.3)$$

$$\frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'^2}{4} + \frac{\lambda''}{2} + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda'\nu'}{4} = \frac{8\pi k}{c^4} P, \quad (1.4)$$

$$P' = -\frac{\nu'}{2} (P + \rho), \quad (1.5)$$

где штрих означает дифференцирование по z . К полученной системе необходимо добавить уравнение состояния $P = P(\rho)$. Отметим, что одно из уравнений системы является следствием остальных, поэтому в качестве исходных удобно взять (1.2), (1.3), (1.5) и уравнение состояния.

2. Рассмотрим модели с несжимаемой жидкостью: $\rho = \text{const}$. В этом случае (1.2) и (1.5) легко интегрируются:

$$e^{-(z)} = \left| C_1 \sin \sqrt{\frac{6\pi k_0}{c^4}} (|z| - z_0) \right|^{4/3}, \quad (2.1)$$

$$P(z) = -\rho + C_2 e^{-\frac{2(z)}{3}}, \quad (2.2)$$

где C_1 , C_2 и z_0 — постоянные интегрирования.

Подставив (2.1) и (2.2) в (1.3), получим:

$$\begin{aligned} & \frac{4}{9} \beta^2 \text{ctg}^2 \beta (|z| - z_0) + \frac{4}{3} \beta \text{ctg} \beta (|z| - z_0) \frac{\nu'}{2} = \\ & = -\frac{4}{3} \beta^2 + \frac{4}{3} \beta^2 \frac{C_2}{\rho} e^{-2z}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $\beta^2 = \frac{6\pi k_0}{c^4}$.

Подстановкой $v = 2\pi\mu(z)$ и заменой независимой переменной $\xi = \cos^2 \beta (|z| - z_0)$ уравнение (2.3) сводится к следующему виду:

$$\mu' - \left(\frac{1}{2\xi} - \frac{1}{6(1-\xi)} \right) \mu = -\frac{C_2}{2\rho\xi}. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) легко интегрируется, в результате для метрического коэффициента $e^{-(z)}$ получаем:

$$e^{-(z)} = \frac{\left| C_3 \cos^2 \beta (|z| - z_0) + \frac{C_2 \beta}{\rho} F\left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{6}, \frac{1}{2}, \cos^2 \beta (|z| - z_0)\right) \right|^2}{\sin^{2/3} \beta (|z| - z_0)} \quad (2.5)$$

где C , — постоянная интегрирования, а $F(\alpha, \beta, \gamma, \xi)$ — гипергеометрическая функция.

3. Решение (2.1) и (2.5) на границе конфигурации, определяемой из условия $P(L) = 0$, должно быть сшито с внешним решением, которое имеет вид [6]:

$$e^{v(z)} = \frac{A}{(C - B|z|)^{2\beta}}, \quad (3.1)$$

$$e^{\lambda(z)} = (C - B|z|)^{4\beta}. \quad (3.2)$$

На границе конфигурации мы должны потребовать непрерывность компонент метрического тензора и их первых производных, в результате этого найдем значения постоянных интегрирования A , B и C . Однако, поскольку (2.2) имеет сложный вид, явное нахождение границы конфигурации невозможно и по этой причине практически сшивка не может быть проведена. Поэтому удобно внутреннее решение находить численным интегрированием. С этой целью сделаем упрощающую замену независимой переменной

$$z = \sqrt{\frac{c^2}{8\pi k}} z^*, \quad (3.3)$$

после чего система уравнений примет вид:

$$k^* + \frac{3}{4} k^{*2} = -1, \quad (3.4)$$

$$\frac{k^{*2}}{4} + \frac{k^{*3}}{2} = p, \quad (3.5)$$

$$p^* = -\frac{\gamma}{2}(1 + p), \quad (3.6)$$

где $P = p_1$, а штрих означает дифференцирование по z^* .

Наряду с $v(z)$, $\lambda(z)$ и $\rho(z)$ целесообразно вычислять величину

$$\sigma(z) = \frac{2}{c^2} \int_0^z (T_1^1 + T_2^2 + T_3^3 - T_0^0) \sqrt{-g} dz = \frac{2}{c^2} \int_0^z (3P + \rho) e^{\frac{\lambda}{2}} dz, \quad (3.7)$$

имеющую смысл «накопленной» поверхностной плотности массы. Величина $\sigma(L)$ имеет смысл эффективной поверхностной плотности массы. Уравнение, определяющее величину $\sigma^0 = \sqrt{\frac{8\pi k}{\gamma}} \sigma$, имеет вид:

$$\sigma^* = 2(1 + 3\rho)e^{\frac{2}{3}v^*}. \quad (3.8)$$

Для численного интегрирования от центра конфигурации $z^* = 0$ необходимо задать значения $p(0)$, $v(0)$, $i(0)$, $i'(0)$ и $z^*(0)$. Очевидно, $\sigma^*(0) = 0$, кроме того, $p(0) = p_0$. Поскольку v и i явным образом в (3.4), (3.5) и (3.6) не входят, значения $v(0)$ и $i(0)$ можно задавать произвольно. Функции $v(z)$ и $i(z)$ определены с точностью до аддитивной постоянной, которую можно устранить простым масштабным преобразованием: $t \rightarrow \alpha t$, $x \rightarrow \beta x$, $y \rightarrow \gamma y$. Поэтому, не умаляя общности задачи, можно положить $v(0) = i(0) = 0$ (ниже будет показано, как можно точно определить значения этих функций в центре конфигурации). Нам необходимо знать также и значение $i'(0)$. Из симметрии очевидно, что в центре конфигурации сила равна нулю, поэтому $p'(0) = v'(0) = 0$. Давление монотонно убывает ($p' < 0$), а $v(z)$ — монотонно возрастает ($v' > 0$) внутри конфигурации. В точке $z = L$ давление равно нулю, поэтому $i'(L) = -2v'(L) < 0$. Функция $e^{i(z)}$ внутри конфигурации монотонна и не должна иметь особенности, поэтому и в центре конфигурации $i'(0) < 0$. Из (3.5) тогда следует, что $i'(0) = -2|p_0|$. Таким образом, система (3.4), (3.5), (3.6) и (3.8) интегрируется от центра $z^* = 0$ с начальными условиями: $p(0) = p_0$; $v(0) = 0$; $i(0) = 0$; $i'(0) = -2|p_0|$; $z^*(0) = 0$ до границы конфигурации, в которой выполнено условие $P(L^*) = 0$. Имея в точке L^* значения $v(L^*)$, $i(L^*)$ и $i'(L^*)$, мы можем из сшивки решений определить постоянные А, В и С как функции p_0 . После этого внешняя метрика преобразованием

$$\frac{A}{C^{2/3}} dt^2 \rightarrow dt^2; \quad (3.9)$$

$$C^{4/3} dx^2 \rightarrow dx^2; \quad C^{4/3} dy^2 \rightarrow dy^2 \quad (3.10)$$

может быть приведена к более удобному виду:

$$ds^2 = \frac{dt^2}{(1 - b|z|)^{2/3}} - (1 - b|z|)^{4/3} (dx^2 + dy^2) - dz^2, \quad (3.11)$$

где $b = \frac{B}{C}$.

Внутренняя же метрика принимает вид:

$$ds^2 = \frac{C^{2/3}}{A} e^{i(z)} dt^2 - C^{-4/3} e^{i(z)} (dx^2 + dy^2) - dz^2. \quad (3.12)$$

а поверхностная плотность преобразуется как

$$\sigma \rightarrow \frac{C^{1,3}}{\sqrt{A}} \sigma \quad (3.13)$$

При получении (3.13) необходимо учесть, что в плоскости xu площадь преобразуется как $S \rightarrow C^{4,5} S$.

Численное интегрирование уравнений было проведено на ЭВМ «Нанри-2» для конфигураций со значениями параметра $\rho_0 = 1; 10^{-2}; 10^{-4}; 10^{-6}$. Результаты численных расчетов приведены на рис. 1 и 2 и в табл. 1. Для

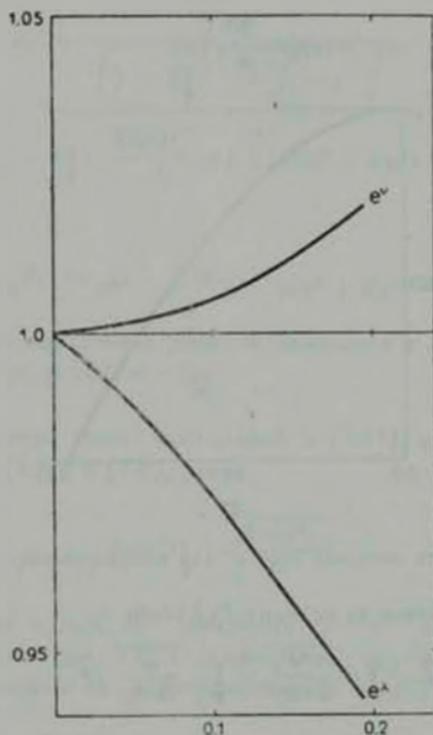


Рис. 1. Зависимость функций e^u и e^v от безразмерной координаты z^* для конфигурации с $\rho_0 = 10^{-2}$. Точка $z^* = 0.195$ соответствует границе конфигурации.

всех конфигураций величина $z_g = b^{-1}$ ($z = z_g$ — плоскость, на которой метрика имеет особенность) оказывается больше размеров конфигурации L , т. е. статическая конфигурация находится внутри сингулярных «плоскостей»

$$z_g = \pm b^{-1}.$$

4. Учитывая вышеприведенный анализ поведения функций $v(z)$, $\lambda(z)$ и $p(z)$ внутри конфигурации, результаты численных расчетов при $p_0 < 10^{-2}$ можно с достаточной степенью точности аппроксимировать следующими формулами:

$$v(z) = \frac{4\pi k p_0}{c^4} z^2, \quad (4.1)$$

$$\lambda(z) = - \sqrt{\frac{32\pi k P_0}{c^4 p_0}} |z| - \frac{4\pi k p_0}{c^4} z^2, \quad (4.2)$$

$$P(z) = P_0 - \frac{2\pi k p_0}{c^4} z, \quad (4.3)$$

$$z(z) = \frac{2}{c^2} p |z|. \quad (4.4)$$

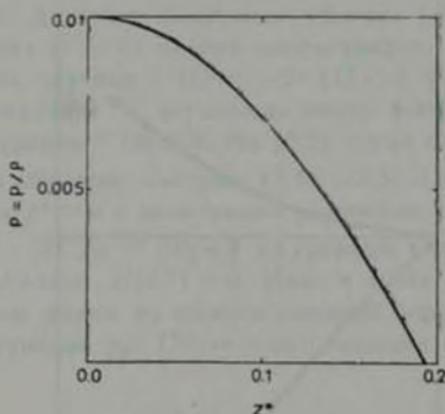


Рис. 2. Зависимость давления p от z^* для конфигурации с $p_0 = 10^{-2}$.

Граница $z=L$ определяется из условия $P(L)=0$:

$$L = \sqrt{\frac{c^4 P_0}{2\pi k p_0^2}} = \sqrt{\frac{c^4}{8\pi k p_0}} L^0. \quad (4.5)$$

В точке $z=L$ имеем

$$\begin{aligned} v_L &= v(L) = 2 \frac{P_0}{p}; & e^{iL} &\approx 1 + 2 \frac{P_0}{p}; \\ v_L &\equiv v'(L) = -6 \frac{P_0}{p}; & e^{iL} &\approx 1 - 6 \frac{P_0}{p}; \\ \lambda_L &\equiv \lambda'(L) = -4 \sqrt{\frac{P_0}{p}}; & z(L) &= \frac{2}{c^2} p L = \sqrt{\frac{2P_0}{\pi k}}; \end{aligned} \quad (4.6)$$

Из условия сшивки компонент метрического тензора и их первых производных в точке $z=L$ получаем значения постоянных A , B и C

$$A = 1 - \frac{P_0}{2}; \quad B = 3 \sqrt{\frac{P_0}{2}}; \quad C = 1 + \frac{3}{2} \frac{P_0}{c^2}. \quad (4.7)$$

Преобразованием

$$e^{-P_0} dt \rightarrow dt; \quad e^{P_0} dx \rightarrow dx; \quad e^{P_0} dy \rightarrow dy$$

внешняя метрика сводится к виду:

$$ds^2 = \frac{dt^2}{\left(1 - 3 \sqrt{\frac{8\pi k P_0}{c^4} |z|}\right)^{2/3}} - \left(1 - 3 \sqrt{\frac{8\pi k P_0}{c^4} |z|}\right)^{4/3} (dx^2 + dy^2) - dz^2, \quad (4.8)$$

а внутренняя:

$$ds^2 = e^{2P_0 \cdot \lambda(z)} dt^2 - e^{-2P_0 \cdot \lambda(z)} (dx^2 + dy^2) - dz^2, \quad (4.9)$$

откуда следует, что внутреннее решение сшивается с (4.8) при значениях постоянных $\nu(0) = 2p_0$ и $\lambda(0) = -2p_0$.

5. Выясним теперь смысл постоянной в (3.11), которая, как это следует из сравнения (3.11) и (4.8), равна:

$$b = 3 \sqrt{\frac{8\pi k P_0}{c^4}} \quad (5.1)$$

Для конфигураций с $p_0 < 10^{-2}$ величина $z_g = b^{-1}$ намного больше размера конфигурации; при $z \geq L$ выполнено условие $bz \ll 1$. Разлагая $e^{4/3}$ в ряд по степеням bz и ограничиваясь первыми двумя членами, получаем

$$e^{\frac{4}{3}} \approx 1 + \frac{2}{3} bz = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}, \quad (5.2)$$

где $\varphi(z)$ гравитационный потенциал, создаваемый слоем и равный $\varphi = 2\pi k z z$. Отсюда получаем значение b :

$$b = \frac{6\pi k z}{c^2}. \quad (5.3)$$

Из сравнения (5.1) и (5.3) находим:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2P_0}{\varepsilon k}},$$

что согласуется с (4.6).

Метрика пространства—времени для конфигураций с $p_0 < 10^{-2}$ вблизи поверхности мало отличается от плоской, поэтому для них «накопленная» поверхностная плотность пропорциональна толщине слоя. В случае же $P_0 \sim 1$ такая связь не имеет места: $\sigma(z) \neq (2/c^2) \rho |z|$.

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ ПЛОСКИХ КОНФИГУРАЦИЙ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

P_0	L^*	$\sigma^* (L^*)$
1	0.554	2.04
10^{-2}	0.195	0.39
10^{-4}	0.02	0.04
10^{-6}	0.002	0.004

Примечания. $p_0 = P_0/\rho$, P_0 — давление в центре, ρ — плотность энергии, L^* — граница конфигурации, а $\sigma^* (L^*)$ — эффективная поверхностная плотность в безразмерных единицах.

6. Радиус R статических сферически-симметричных конфигураций больше их гравитационного радиуса R_g . Особенность метрики в точке R_g не физическая (в этой точке отличен от нуля детерминант метрического тензора $|g_{ik}|$). Существенным отличием статических конфигураций с плоской симметрией от сферических является то, что конфигурация находится внутри сингулярных плоскостей. В точке $z = \pm b^{-1}$ детерминант имеет особенность: $|g_{ik}| = 0$. Вопрос устойчивости плоских конфигураций относительно малых возмущений будет исследован в дальнейшем.

В заключение выражаем глубокую благодарность профессору Г. С. Саакяну и доценту Э. В. Чубаряну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Университет Пурние,
Брно, ЧССР

THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE HOMOGENEOUS
PLANE DESK

R. M. AVAKIAN, J. HORSKY

The gravitational field generated by a static homogeneous plane desk is studied. The metric tensor inside such a configuration is found as well as the pressure distribution in the desk. Our internal solution and Taub's external solution are matched on the boundary. For a small central pressure the metric tensor in the analytical form is presented and the physical context of the b constant is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Савкян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
3. Д. М. Седракян, Докторская диссертация, Ереван, 1972.
4. Э. В. Чубарян, Докторская диссертация, Ереван, 1972.
5. J. Horský, I. Novotný, J. Phys. A, 2, 251, 1969.
6. A. H. Taub, Ann. Math., 53, 472, 1951.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ ЗС 273 И ЗС 279 НА ЧАСТОТЕ 408 МГц

Квезары ЗС 273 и ЗС 279 наблюдались с помощью радиотелескопа Бюраканской обсерватории, вместе с рядом других, переменных на более высоких частотах, радиисточников, с целью обнаружения возможного изменения их потоков на частоте 408 МГц [1].

Период наблюдений охватывает примерно 2,5 года: с сентября 1972 г. по январь 1975 г. За этот промежуток времени были проведены три серии наблюдений. В качестве источника сравнения использовался ЗС 270, о котором нет никаких данных, говорящих о переменности в радиодиапазоне (также в оптическом диапазоне). Измерялись отношения амплитуд записей ЗС 273, ЗС 279 и источника сравнения.

Отметим, что антенна радиотелескопа в вертикальной плоскости перемещается через дискретные значения углов места. Из-за этого во время кульминаций разные источники по-разному проходят относительно максимума диаграммы направленности антенны. Однако поскольку все наблюдения каждого объекта выполнялись при одинаково фиксированном положении антенны, это обстоятельство не может влиять на оценку переменности потока источника.

Результаты наблюдений приведены в табл. 1 и 2 и на рис. 1.

Из табл. 1 и рис. 1 видно, что среднее отношение амплитуд записей ЗС 273 и ЗС 270 с августа 1972 г. по июнь 1973 г. (в течение, примерно, 10 месяцев) уменьшилось приблизительно на 25%. Это отношение практически оставалось постоянным в период с июня 1973 г. до конца января 1975 г. Конечно, сказанное не исключает, что за этот промежуток могли иметь место более кратковременные изменения.

Таблица 1

ОТНОШЕНИЕ АМПЛИТУД ЗАПИСЕЙ ЗС 273 И ЗС 270

Периоды наблюдений	Количество использованных записей	Среднее отношение амплитуд записей ЗС 273 и ЗС 270 и соответствующие средне-квадратические ошибки
1972 август, 10—29	11	2.06 ± 0.08
1973 июнь, 5—26	7	1.56 ± 0.16
1975 январь, 8—30	11	1.68 ± 0.05

Таблица 2

ОТНОШЕНИЕ АМПЛИТУД ЗАПИСЕЙ ЗС 279 И ЗС 270

Периоды наблюдений	Количество использованных записей	Среднее отношение амплитуд записей ЗС 279 и ЗС 270 и соответствующие средне-квадратические ошибки
1972 август, 10—29	13	0.46 ± 0.02
1973 июнь, 5—26	9	0.45 ± 0.05
1975 январь, 8—30	11	0.47 ± 0.02

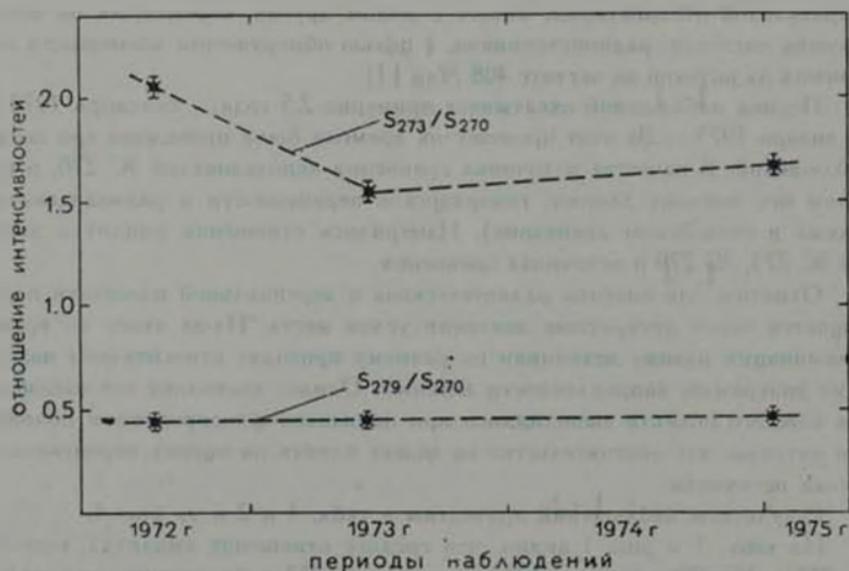


Рис. 1. Зависимость отношения амплитуд записей ЗС 273, ЗС 279 и источника сравнения ЗС 270 ($\frac{I_{\text{ист}}}{I_{\text{ЗС 270}}}$) от времени. Крестиками обозначены данные, относящиеся к ЗС 273, точками — к ЗС 279.

Отношения амплитуд записей 3С 279 и 3С 270, согласно табл. 2 и рис. 1, не показывают изменений плогности потока квазара 3С 279.

Как показывают результаты наших наблюдений, по всей вероятности, квазар 3С 273 переменен на частоте 408 Мц. Ранее была установлена переменность квазаров 3С 454.3, 3С 380, СТА-102 и нескольких других источников на этой же частоте [2—4].

Таким образом, вопреки широко распространенному ранее мнению о том, что радионисточники не могут быть переменными на волнах длиннее 30—40 см, оказалось, что ряд источников показывает переменность и на более длинных волнах. Желательны дальнейшие регулярные поиски переменности квазаров и других радионисточников на волнах дециметрового и метрового диапазонов.

A Search of the Variability of the QSOs 3C 273 and 3C 279 at 408 MHz. 3C 273 and 3C 279 have been observed for nearly 2.5 years. The observations have shown that probably the flux density of 3C 273 decreased approximately by 25% from August 1972 to June 1973. The flux density of 3C 279 was practically constant for the period mentioned above.

18 июня 1975

Гюрьянская астрофизическая
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН
Б. А. САНАМЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, L. L. Locke, Mem. R.A.S., 77, 101, 1972.
2. R. W. Hunstead, Ap. Lett., 12, 193, 1972.]
3. В. Г. Малумян, В. А. Санамян, Астрофизика, 10, 631, 1974.
4. В. Г. Малумян, В. А. Санамян, Астрофизика, 11, 153, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

ОБЗОРЫ

МОДЕЛИ АТМОСФЕР НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД

(Обзор работ 1965—1973 гг.)

А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 20 января 1975

Приводятся основные данные о моделях атмосфер звезд классов (0) — М, рассчитанных в 1965—1973 гг. Обсуждается влияние покровного эффекта конвекции, отклонений от локального термодинамического равновесия и вариаций в химическом составе на структуру атмосферы и спектр выходящего излучения. Для каждого спектрального класса указаны наиболее точные модели; рассмотрены результаты их сравнения с наблюдениями.

1. *Введение.* Решение ряда астрофизических задач основано на сравнении наблюдаемых звездных спектров с теоретическими, рассчитанными с помощью моделей звездных атмосфер. Примером такой задачи может служить определение химического состава звезд методом тонкого анализа (методом моделей атмосфер). Как известно, при наличии достаточно высокого качественного наблюдательного материала последний дает более точные результаты, чем метод кривых роста. Применение метода тонкого анализа связано с подбором модели атмосферы, наилучшим образом согласующейся с наблюдениями исследуемой звезды. Для такого подбора необходима сетка моделей, вычисленная для ряда значений эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g .

Модель атмосферы определяется заданием $T_{\text{эф}}$, g и химического состава. Оказывается, часто для расчета структуры атмосферы и потока излучения достаточно задать только относительное содержание гелия и водорода He/H, в то время как обилие других элементов, менее распростра-

ненных, требуется лишь при вычислении профилей и эквивалентных ширины соответствующих линий. Отношение He/H (по числу атомов) в атмосферах нормальных звезд близко к 0.1, и, как показывают расчеты, увеличение или уменьшение этой величины в два раза практически не влияет на структуру атмосферы. Следовательно, для применения метода тонкого анализа обычно не требуется никаких предварительных данных о химическом составе звезды, кроме грубой оценки отношения He/H . Однако в некоторых случаях, рассмотренных в третьей части, на строение атмосферы может влиять и содержание других элементов. Например, в атмосферах звезд классов G и K заметную роль играет обилие металлов, от которого сильно зависит концентрация свободных электронов и коэффициент поглощения, а в атмосферах наиболее холодных звезд — содержание C, N и O, так как эти элементы участвуют в образовании некоторых важных молекул. В таких случаях, наряду с T_{eff} и g , в сетке моделей должен варьироваться также и химический состав.

Расчеты моделей атмосфер, отвечающих современным требованиям, весьма громоздки и выполнимы лишь при наличии достаточно мощных электронно-вычислительных машин. С другой стороны, в течение последних десятилетия появилось множество работ, посвященных таким расчетам, поэтому имеется возможность использования уже опубликованных моделей.

Значительный прогресс, достигнутый в последние годы в области построения моделей звездных атмосфер, объясняется широким применением ЭВМ и разработкой новых эффективных методов, позволяющих с большой точностью рассчитать структуру атмосферы. Прежде всего, здесь следует отметить метод уточнения распределения температуры, предложенный Ю. Эвреттом и М. Круком [1] в 1963 году и позже усовершенствованный Д. Михаласом [2, 3] для случая конвективной атмосферы. (Описание других методов температурной коррекции можно найти, например, в работе А. Салара и А. Круусмаа [4]). Существенное повышение точности моделей атмосфер горячих звезд было достигнуто с помощью метода полной линеаризации [5], который позволил отказаться от предположения о локальном термодинамическом равновесии. Интенсивное использование этих методов стало возможным благодаря широкому применению ЭВМ.

Первые обширные сетки моделей, полностью рассчитанные с помощью ЭВМ, были опубликованы в 1965 году Д. Михаласом [6] и С. Стромом и Ю. Эвреттом [7]. В последующие годы были выполнены многочисленные вычисления моделей атмосфер звезд спектральных классов от O до M включительно. Так как на каждый спектральный класс приходится несколько сеток моделей, то необходимо отобрать среди них наиболее точные.

В настоящем обзоре мы рассмотрим сетки моделей атмосфер нормальных звезд (подавляющее большинство расчетов относится именно к таким

звездам), рассчитанных в 1965—1973 гг. и частично в 1974 году. Сведения о более ранних вычислениях, имеющих в настоящее время скорее историческое, чем практическое значение, можно найти, например, в статье Г. Мюнча [8] и в обзоре А. Круусмаа [9]. Так как метод тонкого анализа связан с применением именно сеток моделей, мы не рассматриваем работы, посвященные построению модели атмосферы для какой-либо одной конкретной звезды. В частности, не обсуждаются различные модели солнечной атмосферы. Далее, в обзоре не представлены немногочисленные модели атмосфер ядер планетарных туманностей, белых карликов и других звезд, которые в силу своих особенностей требуют отдельного рассмотрения. Наконец, здесь мы обсуждаем преимущественно те работы, в которых приводятся результаты расчетов, то есть распределение температуры и давления с глубиной и распределение энергии в непрерывном спектре.

В следующей части обзора дается сводка моделей звездных атмосфер и описываются их характерные особенности. В третьей части анализируется влияние некоторых эффектов на строение атмосферы и спектр выходящего излучения. Список моделей, рекомендуемых для практического применения, приводится в четвертой части.

2. *Модели звездных атмосфер.* Основные данные о сетках моделей атмосфер, рассчитанных начиная с 1965 года, приведены в табл. 1 (см. приложение). Большинство этих моделей вычислялось на основе одних и тех же предположений, а именно:

- 1) атмосфера представляет собой плоскопараллельную среду;
- 2) строение атмосферы отвечает условию гидростатического равновесия;
- 3) при отсутствии конвекции в атмосфере звезды осуществляется лучистое равновесие; учет конвекции производится на основе теории длиннч перемешивания;
- 4) в атмосфере имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР).

В последние годы ряд моделей атмосфер горячих звезд рассчитан при отказе от последнего предположения. Такие модели в табл. 1 отмечены особо. Кроме того, в табл. 1 указаны:

- а) спектральные классы моделей;
- б) область эффективных температур T_{eff} (в градусах Кельвина) и ускорений силы тяжести на поверхности звезды g (в см/сек^2);
- в) химический состав атмосферы;
- г) источники непрозрачности в непрерывном спектре;
- д) учет поглощения в линиях (покровный эффект) и учет других эффектов (например, конвекции или отклонений от ЛТР):

е) постоянство интегрального потока по глубине, то есть относительная ошибка $|\Delta F/F|$; эта величина характеризует точность определения распределения температуры;

ж) физические величины, для которых приведены результаты вычислений;

з) область длин волн, в которой рассчитан монохроматический поток выходящего излучения;

и) автор работы.

Задание химического состава часто сводится к заданию отношения He/H (по числу атомов). Однако в вычислении некоторых моделей участвуют и другие элементы. Их содержание либо соответствует солнечному химическому составу (А. Гольдберг и др. [10], здесь принято $\text{He}/\text{H}=0.20$), либо отличается от него, тогда конкретные данные по химическому составу можно найти в соответствующей работе. Иногда в табл. 1 указывается среднее содержание металлов A . Отметим, что солнечный химический состав [10] принят в таблицах Г. Боде [11], использованных в отдельных моделях для определения непрозрачности атмосферы.

В расчетах обычно применяется либо монохроматическая оптическая глубина τ_λ , соответствующая длине волны λ (А), либо оптическая глубина τ_R , соответствующая среднему коэффициенту поглощения Росселанда k_R . В моделях, построенных при отказе от условия ЛТР, в качестве аргумента используется величина m , равная массе столба газа сечением 1 см^2 , расположенного над данным уровнем глубины в атмосфере.

Почти по всех рассматриваемых работах приводится распределение температуры T и газового давления P_g с глубиной. Кроме этих основных характеристик, отдельные сетки моделей содержат также результаты расчетов таких величин, как

P_{tot} — полное давление (или n_{tot} — полная концентрация частиц),

P_e — электронное давление (или n_e — концентрация свободных электронов),

n_p — концентрация протонов,

P_s — световое давление,

dP_s/dz — градиент светового давления,

P_t — турбулентное давление,

v_t — турбулентная скорость,

ρ — плотность,

μ — средний молекулярный вес,

F_c — конвективный поток,

F_c/F — отношение конвективного потока к полному потоку,

∇_A, ∇_R — адиабатический и радиативный температурные градиенты,

$X_{\text{III}}, X_{\text{III}^+}$ — доля нейтрального и ионизованного водорода.

$X_{\text{H-I}}, X_{\text{H-II}}, X_{\text{H-III}}$ — доля нейтрального, ионизованного и дважды ионизованного гелия,

S — функция источников,

k и z — коэффициенты поглощения и рассеяния на грамм вещества.

В некоторых моделях шкале оптических глубин τ противопоставляется шкала геометрических высот z , отсчитываемых от какого-то условного уровня в атмосфере (например, от уровня $z = 1$).

Кроме строения атмосферы, которое определяется ходом перечисленных параметров с глубиной, в рассматриваемых работах обычно приводится распределение энергии и непрерывном спектре, то есть поток выходящего излучения F_ν в зависимости от частоты ν или длины волны λ . Для ряда моделей рассчитан бальмеровский скачок D_B , а также эквивалентные ширины W и профили некоторых линий.

Заметим, что в пятом столбце табл. 1 для краткости через $\sigma(e^-)$ обозначено рассеяние на свободных электронах, а через $\sigma(\text{H})$, $\sigma(\text{He})$ и $\sigma(\text{H}_2)$ — рэлеевское рассеяние соответственно на атомах H и He и молекулах H_2 .

Обратимся теперь к анализу отдельных работ. Следует отметить, что некоторые из упомянутых здесь моделей атмосфер звезд классов O и B уже были рассмотрены в обзоре А. Круусамаа [9]. Однако в нем не представлены наиболее полные и точные сетки моделей для этих звезд, появившиеся в последнее время.

Первая обширная сетка моделей, рассчитанная с помощью метода Эретта-Крука [1], опубликована Д. Михаласом [6] в 1965 году. Расчеты выполнены с высокой точностью и в широком диапазоне эффективных температур и ускорений силы тяжести (см. табл. 1). Распределение энергии в спектре приведено для 99 моделей, из них для 33 моделей одновременно опубликованы данные о строении атмосферы. Позже некоторые из этих моделей были пересчитаны с учетом покровного эффекта (см. ниже). Имеется подробное описание методики вычислений [12].

Сетка из 60 моделей в области спектральных классов O—G опубликована К. де Ягером и А. Невениом [13]. Температурное распределение эти авторы определяли следующим образом. Используя модели атмосфер некоторых звезд, рассчитанные в 50-х годах, они построили для каждой из них зависимость величины $T(\tau) - T_{\text{eff}}$ от τ ; найденная путем усреднения полученных данных функция считалась искомой. Очевидно, что такой метод определения температуры в широком диапазоне значений T_{eff} является весьма приближенным. К тому же точность моделей, использованных в качестве исходного материала, невысока. Поэтому модели де Ягера и Невенио следует применять с большой осторожностью.

Сетку из 17 моделей атмосфер звезд классов О и В рассчитала А. Кру-усмаа [14], при этом уточнение распределения температуры было выполнено по методу Люси (см. [4]).

Данные о 5 моделях, соответствующих приблизительно звезде класса О9, приведены в работе А. Андерхилл [15], причем распределение температуры и давления для двух моделей было опубликовано ранее [16, 17]. Как будет показано в 3-ей части обзора, при расчетах моделей атмосфер необходимо принимать во внимание покровный эффект, то есть влияние линий поглощения на структуру атмосферы и распределение энергии в непрерывном спектре. В частности, для горячих звезд особенно сильным оказывается влияние линий в ультрафиолетовой части спектра. В одной из упомянутых моделей ($T_{eff} = 32023$, $\lg g = 4$) приблизительно учтен этот эффект. Опубликованы также данные о нескольких моделях атмосфер В-звезд, вычисленных Андерхилл [18] без учета покровного эффекта.

В. Куруч [19] рассчитал 18 моделей атмосфер звезд классов О и В, приняв во внимание наряду с многочисленными источниками непрозрачности в непрерывном спектре поглощение в линиях серий Лаймана и Бальмера. Опубликована программа этих вычислений [20], нашедшая применение в расчетах других авторов.

Около 100 линий в ультрафиолетовой части спектра учтено в 19 моделях, построенных для О- и В-звезд Д. Муртоном и др. [21—25]. Согласно расчетам Муртона [26], доля энергии, поглощенной в этих линиях, составляет 20% для звезд класса В0V и 31% — для звезд класса В2V. Это приводит к такому перераспределению потока излучения F_ν по частоте, которое для моделей, рассчитанных без учета покровного эффекта, эквивалентно увеличению T_{eff} на 1500—2000 градусов. Однако, как показали Д. Эберляйн и др. [27], роль покровного эффекта в рассматриваемых моделях, по-видимому, преувеличена, и поправка в T_{eff} в действительности не превышает нескольких сотен градусов.

22 модели атмосфер в области эффективных температур от 10000° до 20000° рассчитали С. Стром и Ю. Эвретт [7]. В той же области T_{eff} Д. Клингсмит [28] построил 120 моделей с учетом покровного эффекта. Следует отметить, что для большинства моделей Клингсмита величина относительной ошибки $|\Delta F/F|$, характеризующая точность определения зависимости T от τ , не превышает нескольких процентов. Однако имеются и такие модели, в которых значения $|\Delta F/F|$ достигают 20, 30 и даже 50 процентов, что заметно ниже обычной точности (см. табл. 1). Существенной особенностью моделей Клингсмита является широкий диапазон изменения величины He/H , что позволяет применять эти модели к звездам с аномальным содержанием гелия.

Все перечисленные выше модели основаны на предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Однако, как показали

исследования последних лет, в атмосферах горячих звезд существенную роль играют эффекты отклонений от ЛТР. Для учета этих эффектов А. Ауэр и Д. Михалас [5] разработали метод полной линеаризации. Уже первые расчеты, выполненные с его помощью, показали, что отклонения от ЛТР оказывают значительное влияние на распределение температуры в верхних слоях атмосфер звезд классов В [29] и О [30]. Особенно сильное отличие от случая ЛТР было найдено для профилей и эквивалентных ширины водородных линий в спектрах О-звезд [30]. Из двух упомянутых работ в табл. I включена только одна, содержащая 5 моделей для $25000^\circ < T_{\text{eff}} < 50000^\circ$, так как в ней приведены данные о строении атмосферы и потоке выходящего излучения: во второй работе, относящейся к поздним В-звездам [29], такие данные фактически отсутствуют.

Более точные модели атмосфер, вычисленные при отказе от предположения о ЛТР, опубликовал Михалас [31] в 1972 году. Эта сетка содержит 36 моделей; кроме того, приводятся данные для 36 ЛТР-моделей, рассчитанных при тех же значениях T_{eff} и g . Здесь приближенно учтено поглощение атомами С, N и О путем усреднения их свойств («средний легкий элемент»). Более подробно вопрос о влиянии отклонений от ЛТР на модели звездных атмосфер будет рассмотрен в третьей части.

Перейдем теперь к звездам классов А и F. Кроме уже упомянутых работ Михаласа [6] и де Ягера и Невена [13], здесь можно отметить вычисления Н. С. Комарова и др. [32, 33]. Было рассчитано 6 моделей атмосфер при постоянном химическом составе ($T_{\text{eff}} = 11000^\circ$ и 8100°) и 26 моделей для двух значений содержания металлов. Точность этих моделей сравнительно невысока, так как при определении температурного распределения не учитывалась «несерость» атмосферы. Покровный эффект и конвекция также не принимались во внимание.

Михалас [34], продолжив начатые ранее вычисления [6], рассчитал 20 моделей атмосфер для звезд классов В8—F2. При этом учитывался покровный эффект за счет бальмеровских линий. Как известно, в классе А эти линии наиболее интенсивны и, кроме того, они приходятся на ту часть спектра, где рассматриваемые звезды излучают наибольшую энергию. За счет этого в бальмеровских линиях поглощается около 10—15 процентов полного потока.

В спектрах более холодных звезд присутствует множество линий средней интенсивности, поэтому покровный эффект здесь приходится учитывать с помощью статистических методов. Такой метод был применен Д. Карбоном и О. Джинджеричем [35] при построении 50 моделей атмосфер звезд классов А—К. При $T_{\text{eff}} < 8500^\circ$ принималась во внимание также конвекция.

В 9 моделях Т. Киппера [36] распределение температуры задавалось в готовом виде

$$f(\tau) = T_{eff}/T(\tau),$$

причем значения функции $f(\tau)$ были взяты из работы Михаласа [34] для модели с параметрами $T_{eff} = 7200$, $\lg g = 4$. Следовательно, здесь фактически был использован тот же приближенный метод определения температуры, что и в работе де Ягера и Невена [13]. Однако точность моделей Киппера намного выше, чем моделей де Ягера и Невена, так как Киппер использовал более точную исходную модель, а найденную из этой модели зависимость $f(\tau)$ применил в гораздо более узкой области эффективных температур

15 моделей для сверхгигантов классов F и G вычислены С. Б. Парсонсом [37] при учете конвекции, покровного эффекта и турбулентного давления

В атмосферах звезд классов G и K металлы являются основными поставщиками свободных электронов. Поэтому их содержание может оказывать значительное влияние на концентрацию отрицательных ионов водорода H⁻ и, следовательно, на непрозрачность атмосферы. К. С. Кришна Свэйми [38, 39], исследуя данную проблему, построил несколько моделей атмосфер карликов и гигантов классов G и K с нормальным и пониженным содержанием металлов. Полученные им результаты обсуждаются в третьей части.

При построении моделей атмосфер звезд классов K и M необходимо принимать во внимание присутствие различных молекул. Во-первых, концентрация их уже достаточно высока, чтобы оказывать заметное влияние на структуру атмосферы. Во-вторых, они дают многочисленные полосы поглощения в спектре, поэтому их влияние сказывается также через покровный эффект. Вклад молекул в непрозрачность атмосферы особенно велик в инфракрасной области спектра, где холодные звезды излучают наибольшую энергию. Здесь важен учет таких молекул, как H₂O и CO (полосы TiO сильны лишь в видимой части спектров M-звезд). Эти молекулы наряду с другими источниками непрозрачности приняты во внимание в расчетах Т. Киппера [40, 41], построившего 14 моделей атмосфер звезд классов K и M с учетом конвекции. В двух моделях ($T_{eff} = 3730$, $\lg g = 1.5$ и $T_{eff} = 2650$, $\lg g = 0.8$) относительное содержание атомов C, N и O изменено по сравнению с солнечным.

Как известно, в области низких значений T_{eff} наряду со звездами класса M существуют менее многочисленные звезды классов S и C, в спектрах которых также присутствуют молекулярные полосы. Такое разветвление спектральной последовательности на три класса объясняется, по-видимому, различиями в химическом составе, в частности, различиями в отно-

сительном содержании атомов С и О. В атмосферах С-звезд, где отношение С/О больше, чем в атмосферах М-звезд, важную роль играет поглощение молекулами C_2 , CN и CO. Это обстоятельство учтено в 12 моделях атмосфер углеродных звезд, построенных Ф. Керси и др. [42]. В этой сетке моделей, как видно из табл. 1, значения g соответствуют сверхгигантам и гигантам, что согласуется с наблюдениями С-звезд.

16 моделей атмосфер звезд классов К и М были вычислены Дж. Р. Ауманом [43], причем учитывались конвекция и поглощение молекулами НО. Монохроматический поток выходящего излучения дан в относительных единицах.

9 моделей атмосфер сверхгигантов и гигантов класса М рассчитали Д. Александер и Х. Джонсон [44]. Принимались во внимание конвекция и поглощение молекулами H_2O , CO и CN. Кроме того, варьировалось содержание атомов С, N и О, чтобы изучить влияние химического состава на структуру атмосферы. Графики потока I_λ приведены только для двух моделей ($T_{eff} = 3600^\circ$, $\lg g = 1$, С/О = 1.47 и 0.58).

Д. Карбон и др. [45] построили 8 моделей атмосфер карликов класса М с учетом поглощения молекулами H_2O и частично H_2 . Точность этих расчетов снижена из-за пренебрежения конвекцией, которая играет важную роль в атмосферах холодных карликовых звезд (см. ниже).

Еще более приближенными являются 5 моделей О. Джинджерича и др. [46], рассчитанные при $T_{eff} = 2500^\circ$. Только в одной из них грубо учтено поглощение молекулами H_2O .

2 модели атмосферы при $T_{eff} = 3000^\circ$, соответствующие сверхгиганту и карлику класса М, вычислил Т. Цуджи [47]. При этом рассматривалось поглощение в полосах молекул H_2O , CO и OH. Позже одна из указанных моделей ($T_{eff} = 3000^\circ$, $\lg g = 4.8$) была пересчитана при более детальном учете молекулярных источников непрозрачности [48].

Завершая на этом краткое описание сеток моделей атмосфер, рассчитанных разными авторами, следует отметить, что они значительно отличаются друг от друга как по числу содержащихся в них моделей, так и по диапазону изменения параметров T_{eff} и g . Чтобы нагляднее оценить указанные особенности, все модели были изнесены на диаграмму Герцшпрунга—Рессела (рис. 1). При этом для определения абсолютной звездной величины была использована известная формула

$$\lg \frac{L}{L_\odot} = \lg \frac{M}{M_\odot} + 4 \lg T_{eff} - \lg g - 10.611,$$

связывающая светимость звезды L с ее массой M , эффективной температурой T_{eff} и ускорением силы тяжести на поверхности g . Здесь L_\odot и M_\odot — светимость и масса Солнца. Величины T_{eff} и g заданы, однако масса M неизвестна. Поэтому, кроме указанной формулы,

была использована также зависимость „масса—светимость“ [49]. Найденному таким путем значению L/L_{\odot} отвечает болометрическая абсолютная величина

$$M_{bol} = 4.72 - 2.5 \lg \frac{L}{L_{\odot}}$$

На рис. 1 показана зависимость M_{bol} от T_{eff} и g . Так как большинство моделей вычислялось при одном и том же наборе значений $\lg g$, кратных 0.5, то на диаграмме эти модели образуют вытянутые цепочки. Число в скобках, стоящее в верхней части такой цепочки, относится к соответствующему значению $\lg g$.

В табл. 1 приведены сведения о более, чем 600 моделях звездных атмосфер. Однако количество точек на рис. 1 несколько меньше этой величины, так как диаграмма Герцшпрунга—Рессела не учитывает вариации химического состава. Действительно, двум моделям с одинаковыми значениями T_{eff} и g , но с разным обилием элементов на рис. 1 соответствует одна и та же точка. Кроме того, из-за ограниченности данных о зависимости «масса—светимость» на диаграмме не представлено несколько моделей атмосфер, для которых $|M_{bol}| > 12$.

Из рис. 1 видно, что в области спектральных классов O—F число моделей велико и соответствующие им на диаграмме точки расположены очень плотно. В классах G и K число моделей уменьшается, а в классе M оно становится особенно малым. Такое уменьшение количества моделей для звезд поздних спектральных классов объясняется тем, что их расчеты особенно сложны и трудоемки. В отличие от звезд ранних классов здесь приходится учитывать конвекцию и покровный эффект за счет множества линий средней интенсивности. Кроме того, в атмосферах наиболее холодных звезд важную роль играют различные молекулы, для которых не всегда имеются достаточно надежные спектроскопические данные. Поэтому, если для звезд классов O—F характерны сетки, насчитывающие несколько десятков и даже около 100 моделей (см., например, [6] и [28]), то сетки для звезд классов K, M и C содержат обычно не более 10—15 моделей.

3. Учет некоторых эффектов при вычислении моделей атмосфер. Из краткого обзора моделей звездных атмосфер, выполненного в предыдущей части, следуют два вывода. Во-первых, на каждый спектральный класс приходится несколько сеток моделей (см. табл. 1). Во-вторых, эти сетки весьма неоднородны по своей точности. Здесь имеется в виду учет таких эффектов, как покровный эффект, конвекция, отклонения от локального термодинамического равновесия. Кроме того, в некоторых моделях химический состав отличается от солнечного. Чтобы отобрать среди сеток моделей наиболее точные, необходимо рассмотреть, как указанные эффекты

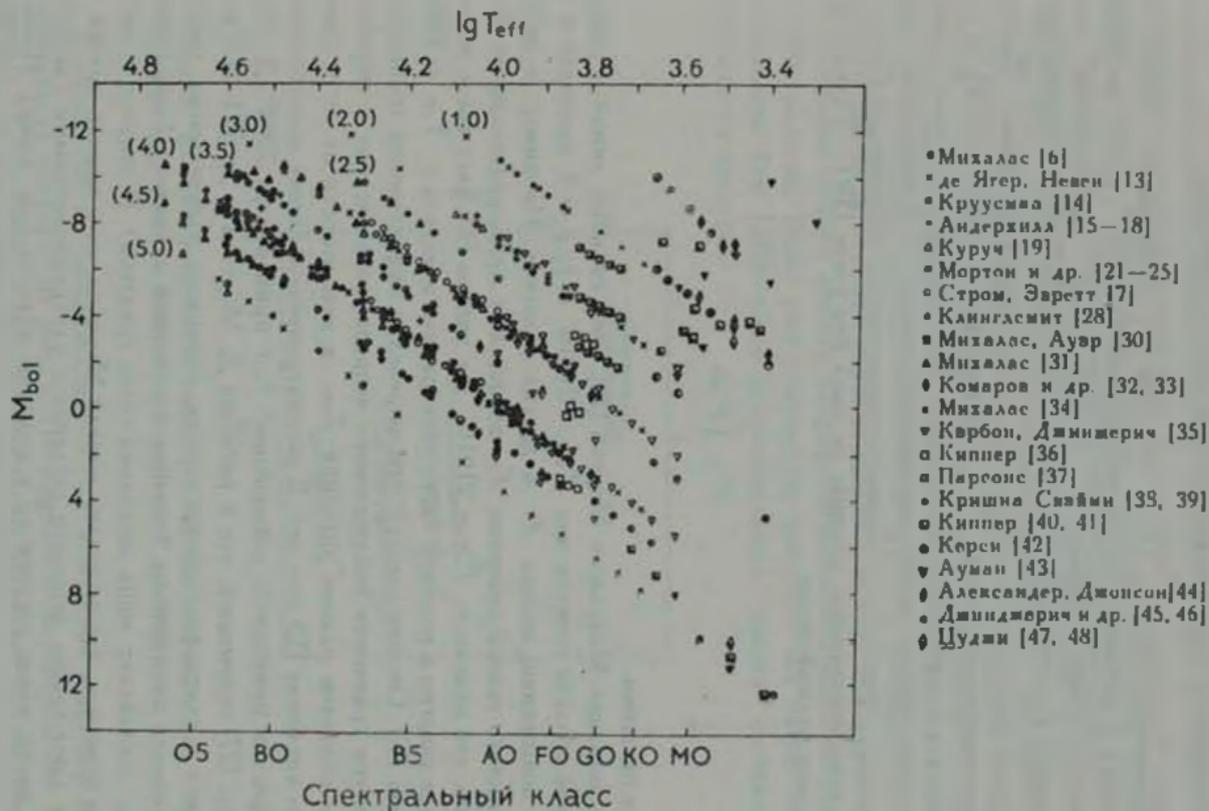


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга—Ресседа для моделей атмосфер, представленных в табл. 1.

вливают на строение атмосферы и спектр выходящего излучения, то есть, насколько важен их учет при вычислении моделей атмосфер.

А. Покровный эффект (ПЭ). Из простых соображений следует, что при введении в расчеты моделей поглощения в линиях уровень непрерывного спектра должен повышаться. Действительно, интегральный поток I выходящего из атмосферы излучения однозначно связан с эффективной температурой T_{eff} : $F = \sigma_R T_{eff}^4$ (σ_R — постоянная Стефана). Поэтому при фиксированном значении T_{eff} учет покровного эффекта (ПЭ) не должен приводить к изменению величины F . Это означает, что если в каких-либо участках спектра монохроматический поток F_ν блокируется линиями, то в других участках он должен соответственно увеличиться (по сравнению с теми значениями, которые он имел без учета ПЭ). Только при этом условии полный поток

$$F = \int_0^{\infty} F_\nu d\nu$$

останется прежним.

Как показали Михалас и Мортон [24], учет сильных линий в ультрафиолетовой области спектра при $T_{eff} = 21910$ и $\lg g = 4$ приводит к заметному повышению потока F в других областях. Например, в районе бальмеровского скачка значения F возрастают приблизительно на 20%. Интересно, что модель с $T_{eff} = 21910$ и с учетом ПЭ дает такое же распределение энергии в видимой части спектра, как и модель с $T_{eff} = 24000$ и без учета ПЭ. Отсюда следует, что, определяя эффективную температуру звезды путем сравнения наблюдаемого непрерывного спектра с теоретическим, мы получаем разные значения T_{eff} в зависимости от того, принимается во внимание ПЭ или нет. В рассматриваемом случае пренебрежение этим эффектом приводит к завышению T_{eff} примерно на 2000° . Д. Эберляйн и др. [27] указывают, что в расчетах Д. Мортон и др. [21—25] роль поглощения в ультрафиолетовых линиях, возможно, преувеличена, так как использовались завышенные значения постоянной затухания (тогда ошибка в T_{eff} составляет лишь несколько сотен градусов). В связи с этим необходимо отметить, что не только модели Мортон, но и модели других авторов не дают такого хорошего согласия с ультрафиолетовыми спектрами горячих звезд, какое достигнуто в видимой области (см. ниже). Поэтому проблема точного учета линий поглощения в ультрафиолетовой части спектра еще требует своего решения.

При других значениях T_{eff} покровный эффект также приводит к перераспределению энергии в спектре, меняется лишь относительный вклад тех или иных линий. Например, в атмосферах звезд класса А важную

роль играют бальмеровские линии (см. [34]), а в спектрах более поздних звезд — множество линий средней интенсивности, принадлежащих различным элементам. Согласно расчетам Карбона и Джинджерича [35], статистический учет этих линий при $T_{eff} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ приводит к подъему уровня непрерывного спектра в видимой области примерно на 20%. В моделях с наиболее низкой эффективной температурой ведущая роль переходит к полосам различных молекул (H_2O , CO и др.).

Учет ПЭ приводит к появлению дополнительного источника непрозрачности в атмосфере звезды. Часть энергии, поглощенной в линиях на данной глубине, отражается в нижележащие атмосферные слои, где за счет этого возрастает плотность лучистой энергии, а вместе с ней и температура. Например, при $T_{eff} = 21910^\circ$ и $\lg g = 4$, согласно Михаласу и Мортону [24], на оптической глубине $\tau_{4000} \sim 1$ за счет поглощения в сильных ультрафиолетовых линиях получается дополнительный нагрев порядка 1600 градусов. Выше уже отмечалось, что роль ПЭ здесь, возможно, преувеличена (см. [27]), тогда дополнительный нагрев составляет несколько сотен градусов.

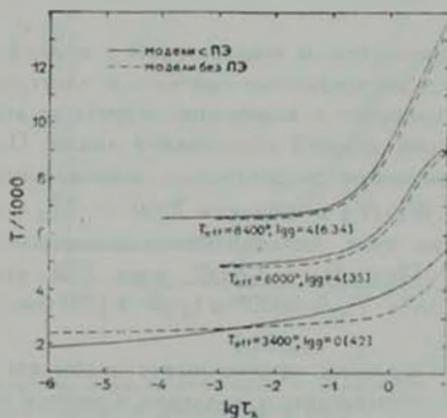


Рис. 2. Влияние непрозрачного эффекта (ПЭ) на распределение температуры в атмосферах при $T_{eff} = 8400^\circ$ и 6000° и $T_{eff} = 3400^\circ$.

Влияние ПЭ на распределение $T(\tau_x)$ в моделях атмосфер более холодных звезд показано на рис. 2. Поглощение в бальмеровских линиях в модели с $T_{eff} = 8400^\circ$ и $\lg g = 4$, согласно Михаласу [6, 34], приводит к увеличению температуры на 200—300 градусов для оптических глубин $\tau_{4000} \sim 1$. Такой же нагрев дает статистический учет линий различных элементов при $T_{eff} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ [35] (в этой модели учтена также конвекция). К более заметному повышению температуры приводит вклад

чение полос молекул CO, CN и C₂ в расчеты модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 3400^\circ$, $\lg g = 0$ и с химическим составом, соответствующим звезде класса C [42]. При $\tau_{\text{EUV}} = 1$ дополнительный нагрев составляет 750 градусов. Интересно, что при $\tau_{\text{EUV}} < 10^{-3}$, как видно из рис. 2, ПЭ приводит не к увеличению, а, наоборот, к уменьшению температуры. Аналогичный результат (уменьшение T при $\tau < 10^{-3}$) получен для модели атмосферы гиганта класса K, рассчитанной при $T_{\text{eff}} = 4500^\circ$ и $\lg g = 2$ [50], причем здесь учитывались уже не полосы указанных молекул (их влияние при такой температуре мало, см. [42]), а атомные линии различных элементов. По-видимому, такое же охлаждение поверхностных слоев за счет ПЭ имеет место и в моделях, соответствующих звездам других спектральных классов. Р. Г. Атей [51], подробно рассмотревший этот эффект, указывает, например, что в атмосфере Солнца учет ПЭ приводит к понижению температуры на глубине $\tau = 10^{-1}$ приблизительно на 300 градусов. Заметим, что в поверхностных слоях атмосфер звезд классов O и B более существенным является другой эффект — дополнительный нагрев за счет отклонений от локального термодинамического равновесия (см. ниже).

Вместе с непрозрачностью и температурой в модели атмосферы также несколько меняется распределение газового и электронного давления. Таким образом, ПЭ приводит к изменению структуры атмосферы и, следовательно, к изменению условий образования линий. Поэтому учет ПЭ может привести к изменению теоретических эквивалентных ширины W_i . Например, значения $W_i(H)$ в области $7200 < T_{\text{eff}} < 10100^\circ$, как показал Михалас [34], за счет поглощения в бальмеронских линиях меняются на 10–20%. При $T_{\text{eff}} = 12600^\circ$ учет ПЭ уже не влияет на $W_i(H_i)$, а для модели с $T_{\text{eff}} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$ [35] увеличение $W_i(H_i)$ составляет 20%.

Таким образом, покровный эффект может оказывать заметное влияние на распределение температуры и давления в модели атмосферы. Пренебрежение им при вычислении распределения энергии в спектре может приводить к ошибкам порядка 20% и более. Его влияние может оказаться существенным при расчетах эквивалентных ширины некоторых линий. Следовательно, при построении моделей атмосфер этот эффект необходимо принимать во внимание.

Б. Конвекция. Как известно, в конвективной модели атмосферы температурный градиент уменьшен по сравнению с тем, который имеет место при лучистом равновесии в атмосфере звезды. Это означает, что учет конвекции должен приводить к более медленному росту температуры с глубиной. Поэтому на достаточно больших глубинах температура в кон-

активной модели будет ниже, чем в неконвективной. В качестве примера на рис. 3 показано влияние конвекции на распределение $T(\tau)$ в модели атмосферы, вычисленной Карбоном и Джинджеричем [35] при $T_{\text{eff}} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$. Здесь на глубине $\tau_{5000} = 1$ конвекция еще не играет никакой роли в переносе энергии, но уже при $\tau_{5000} = 4$ она переносит 50% полного потока. Начиная примерно с этой глубины, кривые $T(\tau)$ для конвективной и неконвективной моделей сильно расходятся. Например, на глубине $\tau_{5000} = 10$, где конвекция переносит 87% полного потока, температура в конвективной модели на 1600 градусов ниже, чем в неконвективной. Однако столь глубокие слои практически не влияют на спектр выходящего излучения.

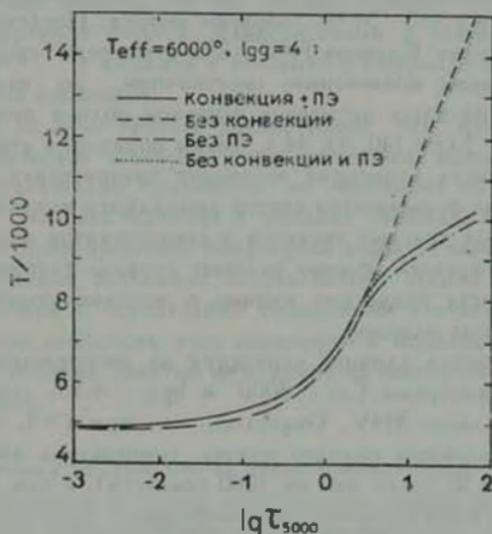


Рис. 3. Совместное влияние конвекции и покровного эффекта на распределение температуры (по Карбону и Джинджеричу [35]).

Так как учет конвекции в модели атмосферы приводит к понижению температуры при $\tau > 1$, а учет ПЭ, наоборот, к ее повышению, то интересно рассмотреть вопрос о совместном действии этих эффектов. На рис. 3 наряду с распределением температуры в конвективной и неконвективной моделях (обе с учетом ПЭ) приведены также кривые $T(\tau)$ для модели, вычисленной без учета ПЭ (но с конвекцией), и для модели, вычисленной без учета как ПЭ, так и конвекции. Сравнение четырех распределений температуры показывает, что на тех глубинах, где конвективный перенос энергии превышает 50% полного потока, влияние конвекции намного сильнее, чем влияние ПЭ.

Из сравнения распределений газового давления P_g для тех же четырех моделей следует, что конвекция, в отличие от ПЭ, повышает давление на заданной оптической глубине, причем ее действие снова проявляется в тех слоях, где она переносит более половины полного потока. Из [35] видно, что при $\tau > 10$ влияние конвекции и ПЭ на $P_g(\tau)$ одного порядка.

Расчеты моделей атмосфер звезд поздних спектральных классов показывают, что при $T_{eff} = 3000 - 4000$ влияние конвекции на строение атмосфер гигантов и сверхгигантов, с одной стороны, и атмосфер карликов, с другой, существенно различается. Причиной этого является сильное отличие в плотности вещества. Согласно Ауману [43], в модели с параметрами $T_{eff} = 4000$ и $\lg g = 4.7$ конвективный перенос энергии на глубине $\tau = 1$ составляет 26% полного потока, а в модели с параметрами $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 5$ — 51% полного потока. Последний результат подтвержден расчетами Киппера [40]. Хотя атмосферы красных гигантов и сверхгигантов также конвективно неустойчивы, но из-за их низкой плотности конвекция здесь не играет заметной роли в переносе энергии для глубин $\tau \approx 3 - 5$ (см. [40, 43, 44]). Таким образом, в атмосферах красных карликовых звезд конвекция переносит значительную часть потока уже в тех слоях, где формируется спектр выходящего излучения, в то время как в атмосферах красных гигантов и сверхгигантов зона интенсивного конвективного переноса обычно залегает гораздо глубже. Отсюда понятна важность учета конвекции именно в моделях атмосфер карликов поздних спектральных классов.

Киппер [40] оценил влияние конвекции на распределение температуры в модели с параметрами $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 4.95$, соответствующей примерно звезде класса M4V. Оказалось, что при $\tau > 1$, где конвекция переносит более половины полного потока, температура значительно понижается (при $\tau = 10$ более, чем на 1000 градусов), а при $\tau < 0.1$, наоборот, повышается. Таким образом, учет конвекции в этой модели приводит к изменению зависимости T от τ даже в тех слоях, где фактически осуществляется лишь радиативный перенос энергии. Аналогичный результат получил Ауман [43]: по его оценке температура в поверхностных слоях конвективной модели при $T_{eff} = 3000$ и $\lg g = 5$ примерно на 10% выше, чем в такой же неконвективной модели. При $T_{eff} = 4000$ и $\lg g = 4.7$ дополнительный нагрев этих слоев составляет только 3% [43], а при $T_{eff} = 6000$ и $\lg g = 4$, как нетрудно подсчитать (см. [35]), он не превышает 1%. По-видимому, данный эффект достаточно хорошо выражен лишь у наиболее холодных карликовых звезд.

Рассмотрим влияние конвекции на спектр выходящего из атмосферы излучения. Как показали расчеты Карбона и Джинджерича [35], при $T_{eff} = 8000$ и 6000 ($\lg g = 4$) влиянием конвекции на распределение энергии в видимой и в инфракрасной области спектра можно пренебречь.

Различие порядка 10% в значениях F_{λ} появляется лишь в ультрафиолетовой области ($\lambda < 2000 \text{ \AA}$). С другой стороны, эквивалентная ширина линии H_{γ} в тех же моделях уменьшается за счет конвекции на 10—20% (к сожалению, в упомянутых здесь работах данные по другим линиям отсутствуют). Согласно Р. Канделу [52], в модели с $T_{\text{eff}} = 4200$ и $\lg g = 4.6$ конвекция также не оказывает практически никакого влияния на распределение F_{λ} в видимой и инфракрасной области, и лишь при $\lambda < 3500 \text{ \AA}$ ее роль становится заметной. Совсем иной результат получил Киппер [40] для модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 3000$ и $\lg g = 4.95$. Так как в атмосферах красных карликов конвекция переносит значительную часть потока уже при $\tau = 1$, то есть в области формирования непрерывного спектра, то она должна заметно сказываться на распределении энергии в спектре. Действительно, в указанной модели Киппера значения F_{λ} в видимой и особенно в инфракрасной области сильно зависят от учета конвекции.

Завершая на этом краткое рассмотрение тех изменений в моделях атмосфер, к которым приводит учет конвекции, можно заключить, что этот эффект желательно принимать во внимание во всех моделях, где $T_{\text{eff}} < 9000$, то есть начиная с поздних А-звезд. На примере линии H_{γ} видно, что пренебрежение конвекцией может привести здесь к ошибкам в теоретических значениях эквивалентных ширин линий и, следовательно, к ошибкам в определении содержания соответствующих элементов. Совершенно необходим учет конвекции в моделях атмосфер красных карликов, где особенно заметно ее влияние на спектр выходящего из атмосферы излучения.

В. Отклонения от локального термодинамического равновесия. В глубоких слоях звездных атмосфер возбуждение атомов происходит главным образом под действием столкновений с окружающими частицами. Так как распределение последних по скоростям здесь соответствует закону Максвелла, то распределение атомов по возбужденным уровням соответствует закону Больцмана. Следовательно, можно считать, что в глубоких слоях атмосферы устанавливается локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). При переходе к поверхностным слоям атмосферы из-за понижения плотности и температуры роль столкновений уменьшается, и основным источником возбуждения атомов становится излучение. Выход излучения из атмосферы звезды приводит к сильной его анизотропии, поэтому на малых оптических глубинах населенность атомных уровней уже не соответствует формуле Больцмана, то есть становятся существенными отклонения от ЛТР.

Точный учет этих отклонений достаточно сложен, поэтому подавляющее большинство моделей, представленных в табл. 1, рассчитано при

предположении о ЛТР. Вместе с тем в последние годы опубликован ряд интересных результатов, полученных при отказе от условия ЛТР. Эти результаты относятся, в основном, к моделям атмосфер горячих звезд и получены с помощью метода полной линеаризации Ауара и Михаласа [5]. Рассмотрим кратко главные из них.

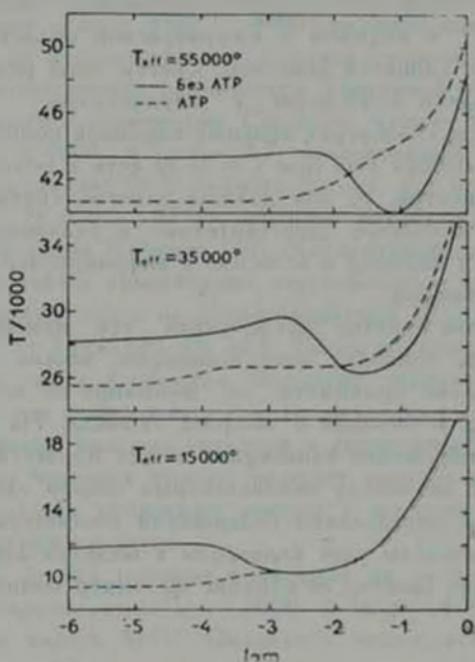


Рис. 4. Влияние отклонений от ЛТР на распределение температуры (по Михаласу [31]). Во всех моделях $lg \tau = 4$.

Как оказалось, наиболее существенные изменения за счет отклонений от ЛТР в моделях атмосфер звезд классов О и В претерпевает распределение температуры. На рис. 4 представлена зависимость T от τ ($1/\text{см}^2$) для трех моделей, рассчитанных Михаласом [31] как при условии ЛТР, так и без него. Видно, что в верхних слоях, соответствующих глубинам $\tau < 1$, отклонения от ЛТР приводят к повышению температуры на 2—3 тысячи градусов. При этом она уже не возрастает монотонно с глубиной, как в ЛТР-моделях, а меняется более сложным образом. Указанные изменения происходят как раз в тех слоях атмосферы, где образуются спектральные линии, поэтому профили и эквивалентные ширины последних также могут значительно меняться за счет отклонений от ЛТР.

Профили и эквивалентные ширины линий HI , HeI и HeII для моделей атмосфер звезд классов О и В при отказе от условия ЛТР рассчитали

Михалас и Ауэр [31, 53—55]. Влияние отклонений от ЛТР на профили бальмеровских линий показано на рис. 5. По оси абсцисс отложено расстояние от центра линии $\Delta\lambda$ в ангстремах, по оси ординат — отношение потока в линии $F_{\Delta\lambda}$ к потоку в соседнем участке непрерывного спектра F_{cont} . Видно, что при $T_{eff} < 30000^\circ$, то есть в случае В-звезд, линии H_α , H_β и H_γ становятся более узкими и глубокими в центре, причем наибольший эффект получается для H_α , в то время как для H_β и H_γ при $T_{eff} \approx 30000^\circ$ различие незначительно. Усиление ядра линии компенсируется подъемом в прилегающих участках профиля, поэтому эквивалентная ширина бальмеровских линий для В-звезд почти не меняется (рис. 6). Отметим, что учет отклонений от ЛТР существенно улучшает согласие между теоретическими и наблюдаемыми профилями этих линий (см., например, [53]).

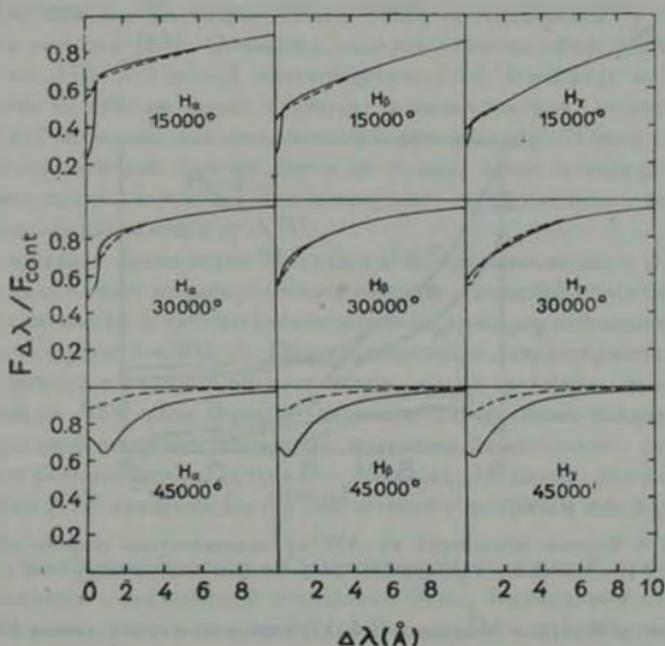


Рис. 5 Влияние отклонений от ЛТР на профили бальмеровских линий при $T_{eff} = 15000^\circ, 30000^\circ, 45000^\circ$ и $lg g = 4$ (по Михаласу [31]). Штриховые линии получены при условии ЛТР, сплошные — при учете отклонений от ЛТР.

При переходе к О-звездам ($T_{eff} > 30000^\circ$) отличия от случая ЛТР становятся особенно заметными. Профили бальмеровских линий делаются значительно глубже, чем при ЛТР (рис. 5), а эквивалентная ширина W_λ

возрастает в 2 раза и более (рис. 6). При этом значения W_λ остаются приблизительно постоянными, в то время как в случае ЛТР они быстро уменьшаются с ростом T_{eff} . Измерения эквивалентных ширины бальмеровских линий в спектрах О-звезд главной последовательности хорошо согласуются с расчетами Михаласа и Ауара (см. [56—59]). С другой стороны, значения W_λ , рассчитанные при условии ЛТР, лежат ниже наблюдаемых.

Среди других водородных линий, чувствительных к отклонениям от ЛТР, следует отметить линии H_α и H_β . У H_α при $T_{\text{eff}} > 30000$ появляется сильная эмиссия в центре [30, 54]. Объясняется это тем, что в моделях атмосфер горячих звезд, рассчитанных без предположения о ЛТР, имеется слой, в котором температура растет с уменьшением глубины (см. рис. 4), и именно в этом слое при $T_{\text{eff}} > 30000$ образуется линия H_α . Обнаружение указанной эмиссии с помощью наблюдений на спутниках и ракетках ($\lambda_{H_\alpha} = 18751 \text{ \AA}$) послужило бы хорошим подтверждением теории. Такое же эмиссионное ядро должна иметь линия H_β в спектрах поздних В-звезд [29].

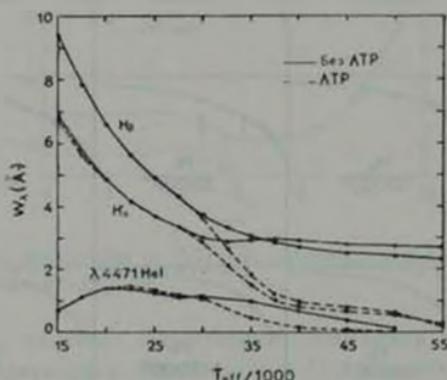


Рис. 6. Влияние отклонений от ЛТР на эквивалентные ширины линий H_β , H_α и $\lambda 4471 \text{ HeI}$ (по Михаласу и Ауару [53—55]). Во всех моделях $\lg g = 4$.

Расчеты Ауара и Михаласа [54, 55] показывают, что линии HeI и HeII в спектрах горячих звезд также могут быть чувствительными к отклонениям от ЛТР. В качестве примера на рис. 6 приведена зависимость эквивалентной ширины линии $\lambda 4471 \text{ HeI}$ от эффективной температуры. Видно, что при $T_{\text{eff}} = 30000$ предположение о ЛТР почти не искажает значений W_λ , в то время как при $T_{\text{eff}} > 35000$ эти значения оказываются заниженными в два раза и более. Сравнение со спектрами звезд классов О и В показывает, что отказ от ЛТР в целом сильно улучшает согласие между

теоретическими и наблюдаемыми профилями [54, 55] и эквивалентными ширинами [57, 60, 61] гелиевых линий.

Метод полной линеаризации (этот метод запрограммирован [62]) позволяет рассчитать для заданной модели атмосферы линейчатый спектр любого атома или иона, не прибегая к предположению о ЛТР. С помощью этого метода и моделей Михаласа [31] были рассчитаны эквивалентные ширины ряда линий MgII [63], CaII (К-линия) [64], NIII [65], HeI [66], SiIII и SiIV [67]. Оказалось, что условие ЛТР приводит к таким ошибкам в значениях W_λ , в результате которых содержание Mg и Si в атмосферах O- и B-звезд может быть завышено почти на порядок, а содержание Ne и Ca в атмосферах B-звезд — в 5 раз. Благодаря отказу от этого условия удалось устранить давно существовавшее расхождение между обилием неона, найденным ранее для звездных атмосфер, с одной стороны, и для Солнца, туманностей и космических лучей, с другой [66]. Интересный результат получен для некоторых линий NIII, находящихся в спектрах O-звезд в эмиссии [65]. Оказалось, что эта эмиссия объясняется отклонениями от ЛТР в обычной плоскопараллельной атмосфере и, следовательно, сама по себе не может служить доказательством существования протяженной оболочки, как это считалось еще недавно. Таким образом, при расчетах спектров горячих звезд не только линии водорода и гелия, но и линии других элементов демонстрируют существенные изменения, если учитывать отклонения от ЛТР.

Как показали вычисления Михаласа [31], предположение о ЛТР сравнительно мало влияет на распределение энергии в видимой области спектра: оно может привести к значительным ошибкам лишь за лаймановским пределом, то есть при $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Однако некоторые характеристики непрерывного спектра в видимой области также могут служить индикатором отклонений от ЛТР. Для B-звезд (за исключением самых поздних) такой характеристикой является отношение величины пашенковского скачка D_p к величине бальмеровского скачка D_B . Михалас [53] нашел, что за счет отклонений от ЛТР значения D_p/D_B увеличиваются, причем тем больше, чем меньше g .

В случае O-звезд величина D_p становится столь малой, что ее невозможно измерить с достаточной точностью. Здесь индикатором отклонений от ЛТР может служить бальмеровский скачок D_B , который при учете этих отклонений заметно увеличивается [30, 53]. При этом новые значения D_B находятся в хорошем согласии с наблюдениями [54, 68]. С этой точки зрения представляет интерес шкала эффективных температур Д. Мортон и Т. Адамса [69]. Как известно, она была получена путем сравнения наблюдаемых значений D_B с теоретическими, найденными при предположении о ЛТР. Так как для звезд класса O это предположение приводит к занижению D_B , то и соответствующие значения T_{eff} оказались заниженными.

ми. Сравнение шкалы Мортон—Адамса с более точной шкалой П. Конги [70], построенной для О-звезд с учетом отклонений от ЛТР, показывает расхождение в несколько тысяч градусов.

На этом завершается краткое описание главных эффектов, к которым приводят отклонения от ЛТР. Отметим, что некоторые детали можно найти также в обзоре Д. Михаласа и Р. Атея [71].

Из сказанного выше следует, что наибольшие изменения за счет отклонений от ЛТР в моделях атмосфер звезд классов О и В относятся к распределению температуры в верхних слоях, а если говорить о выходящем наружу излучении, то к линейчатому спектру. Конечно, разные линии в неодинаковой мере чувствительны к этим отклонениям. Более того, для одной и той же линии при одних значениях T_{eff} и g предположение о ЛТР совершенно не влияет на эквивалентную ширину, а при других приводит к существенным ошибкам (см., например, рис. 6). Если линия не исследовалась ранее, то без предварительных вычислений трудно судить о величине такой ошибки. В этом случае при исследовании конкретной звезды необходимо отказаться от предположения о ЛТР как в применяемых моделях атмосфер, так и в расчетах профиля линии или ее эквивалентной ширины. К сожалению, наиболее полная и точная сетка таких моделей [31] рассчитана лишь для $T_{eff} = 15000$. В то же время, как показывают вычисления Ауэра и Михаласа [29], отклонения от ЛТР оказывают сильное влияние на распределение температуры и при $T_{eff} = 12500$. Аналогичный результат получен также для модели атмосферы с параметрами $T_{eff} = 10000$ и $\lg g = 1$ [72], соответствующей сверхгиганту класса А0. Таким образом, расчеты моделей, подобных моделям Михаласа [31], необходимо продолжить в область более низких эффективных температур.

Г. Изменения в химическом составе. В некоторых сетках моделей, представленных в табл. 1, наряду с параметрами T_{eff} и g меняется и химический состав. Рассмотрим сначала, как влияет на модели атмосфер относительное содержание гелия He/H . Из расчетов Клиггсмита [28] можно видеть, что при изменении этой величины от 0 до 15 температура на глубине $\tau = 1$ возрастает на 60 градусов в модели с $T_{eff} = 10000$ и на 870 градусов в модели с $T_{eff} = 20000$ (в обоих случаях $\lg g = 4$). Это показывает, что влияние содержания гелия на распределение температуры в атмосферах В-звезд возрастает с увеличением T_{eff} . Отметим, что для малых оптических глубин (например, $\tau = 10^{-3}$) увеличение He/H может приводить к понижению температуры. В приведенном примере содержание гелия менялось очень сильно, на практике чаще встречаются менее значительные колебания величины He/H . Оказывается, им соответствуют сравнительно небольшие изменения в распределении температуры. Например, при увеличении He/H от 0 до 0.125 повышение температуры на глубине $\tau = 1$

составляет в тех же моделях ($T_{\text{eff}} = 10000^\circ$ и 20000° , $\lg g = 4$) соответственно 20 и 90 градусов. (Напомним, что для звезд главной последовательности в среднем $\text{He}/\text{H} = 0.10$). При $T_{\text{eff}} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ замена значения $\text{He}/\text{H} = 0.08$ на $\text{He}/\text{H} = 0.15$, согласно вычислениям Ван Ситтерса и Мортона [23], повышает температуру в области $10^{-4} < \tau < 10$ не более, чем на 50 градусов. Р. Кудрицкий [72], построивший модель атмосферы сверхгиганта с параметрами $T_{\text{eff}} = 10000^\circ$ и $\lg g = 1$, нашел, что при изменении He/H от 10^{-4} до 0.3 температура на глубине $\tau \leq 1$ уменьшается на 100—200 градусов.

Как видно из расчетов Клингсмита [28], повышение содержания гелия приводит к увеличению газового и электронного давления на заданной оптической глубине. Для моделей с $T_{\text{eff}} = 10000^\circ$, 14000° , 20000° и $\lg g = 4$ при изменении He/H от 0 до 0.125 значения P_g на глубине $\tau = 1$ увеличиваются соответственно на 40, 25 и 17%. В модели с $T_{\text{eff}} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ при увеличении содержания гелия от 0.08 до 0.15 повышение P_g на глубине $\tau = 1$ составляет 11% [23]. Электронное давление для тех же моделей атмосфер и при тех же изменениях He/H возрастает на 10—20%.

По-видимому, если содержание гелия близко к нормальному значению ($\text{He}/\text{H} = 0.10$), то его изменение в два раза не должно приводить к значительным изменениям в структуре атмосферы. Тогда можно ожидать, что и распределение энергии в спектре останется почти тем же. Расчеты моделей атмосфер подтверждают это предположение. Михалас [6] вычислил несколько моделей в области эффективных температур от 32000° до 40000° для трех значений He/H : 0.30, 0.15 и 0.05. Оказалось, что изменение потока в видимой области спектра за счет изменений величины He/H составляет всего лишь несколько единиц третьей значащей цифры. Более заметное различие появляется лишь в ультрафиолетовой области. К такому же заключению можно прийти в результате анализа модели с $T_{\text{eff}} = 14400^\circ$ и $\lg g = 4$ [23], если сравнить значения потока при $\text{He}/\text{H} = 0.08$ и при $\text{He}/\text{H} = 0.15$. Для модели с $T_{\text{eff}} = 6000^\circ$ и $\lg g = 2$ [73] даже десятикратное увеличение содержания гелия (от 0.1 до 1) почти не меняет распределения энергии в видимой области.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что при подборе подходящей модели атмосферы для какой-либо конкретной звезды достаточно получить для нее лишь грубую предварительную оценку содержания гелия.

В табл. 1 содержится также несколько моделей, вычисленных при аномальном содержании металлов. Подробное исследование этого эффекта было выполнено К. С. Кришной Свэйми [38, 39], который построил несколько моделей атмосфер карликов и гигантов классов G и K. В атмосферах этих звезд от содержания металлов сильно зависит концентрация св-

бодных электронов, а вместе с ней и концентрация отрицательных ионов водорода, которые у G- и K-звезд вносят основной вклад в коэффициент непрерывного поглощения. Чем выше содержание металлов A , тем больше образуется свободных электронов, а значит, и отрицательных ионов водорода, то есть атмосфера становится непрозрачнее. За счет этого возрастает плотность излучения на заданной глубине, а вместе с ней и температура. При понижении A непрозрачность атмосферы, наоборот, уменьшается, вследствие чего уменьшается и температура. Как показывают вычисления, выполненные Кришной Свэйми [38] при $4500^\circ < T_{eff} < 6000^\circ$ и $g = 2 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-2}$, чувствительность распределения температуры к выбору значения A быстро растет с уменьшением T_{eff} .

Влияние содержания металлов на коэффициент поглощения в атмосферах звезд классов G и K может оказаться весьма заметным. Например, при уменьшении A в 100 раз коэффициент поглощения может уменьшиться примерно в 10 раз. Поэтому при изменении содержания металлов одновременно может значительно измениться шкала оптических глубин. По-видимому, именно этим явлением объясняется тот факт, что при уменьшении A газовое давление на данной оптической глубине возрастает (см. [38], [39] и [74]). Действительно, если содержание металлов уменьшено, то атмосфера становится прозрачнее и поэтому заданному значению τ соответствует более глубокий (геометрически) слой с более высоким газовым давлением.

Этот эффект должен влиять и на распределение электронного давления, однако здесь гораздо более существенным является действительное изменение концентрации свободных электронов вследствие изменения содержания металлов. Поэтому при уменьшении A , как показал Кришна Свэйми [38, 39] электронное давление на заданной оптической глубине тоже уменьшается.

Как и в случае температурного распределения, влияние содержания металлов на распределение газового и электронного давления сказывается сильнее при $T_{eff} = 4500^\circ$, чем при $T_{eff} = 6000^\circ$. Этот вывод подтверждают также расчеты Л. Трависа и С. Матсушимы [74]. Кроме того, роль рассматриваемого эффекта связана с величиной g : при уменьшении g , то есть при переходе от карликов к гигантам строение атмосферы становится менее чувствительным к выбору значения A [39].

Уменьшение A приводит к уменьшению плотности заряженных частиц в атмосфере, что, в свою очередь, уменьшает действие эффекта Штарка. Поэтому спектральная линия, чувствительная к этому эффекту, должна быть менее расширена. Подобным образом, например, ведет себя профиль линии H_1 при $T_{eff} = 4500^\circ - 5500^\circ$ [38]. Вместе с уменьшением роли эффекта Штарка возрастает относительная роль других эффектов в расширении спектральной линии. В частности, для H_1 существенное значение приобретает эффект собственного давления, то есть столкновения с атомами

водорода. При этом вследствие изменения строения атмосферы возрастает не только относительная роль этого эффекта, но и его абсолютная величина. В результате в той же области T_{eff} линия H₁ при уменьшении A расширяется [38], а не сужается, как линия H₁, для которой поправка за счет эффекта собственного давления оказывается малой.

Наконец, содержание металлов может влиять на непрерывный спектр. Из расчетов Карбона и Джинджерича [35] видно, что даже при $T_{eff} = 6000^\circ$ ($\lg g = 4$) распределение энергии в спектре зависит от величины A . Так как с уменьшением T_{eff} модель атмосферы становится более чувствительной к выбору A , то при понижении эффективной температуры влияние содержания металлов на поток выходящего излучения F должно увеличиваться.

Таким образом, строение атмосферы звезды при $T_{eff} < 6000^\circ$ может сильно зависеть от содержания металлов. Действие этого эффекта уменьшается с ростом T_{eff} и с уменьшением g . Он может влиять на расчеты как линейчатого, так и непрерывного спектра. Поэтому рассмотренный эффект следует иметь в виду при исследовании звезд классов G и K.

Как отмечалось выше, в расчетах моделей атмосфер наиболее холодных звезд необходимо учитывать присутствие таких молекул, как H₂O, CO и CN. Очевидно, что их концентрация в атмосфере зависит от относительного содержания входящих в них элементов. В частности, строение атмосферы существенно зависит от отношения C/O. Александер и Джонсон [44], построившие несколько моделей атмосфер холодных сверхгигантов, нашли, что в верхних слоях основной вклад в непрозрачность атмосферы в видимой и инфракрасной областях при C/O < 1 вносят молекулы H₂O, а при C/O > 1 — молекулы CN (в глубоких слоях ведущая роль переходит к иону H⁻). При одних и тех же значениях T_{eff} и g углеродные звезды (C/O > 1) имеют на заданной глубине τ более низкую температуру (на несколько сотен градусов) и более низкое газовое давление, чем звезды, богатые кислородом (C/O < 1). От величины C/O существенно зависит и распределение энергии в спектре. Вычисления Киппера [40, 41] при $T_{eff} = 3730^\circ$, $\lg g = 1.5$ и Керси и др. [42] также указывают на важную роль относительного содержания C и O в моделях атмосфер холодных звезд. Подобные расчеты пока еще слишком немногочисленны, и вопрос о влиянии химического состава на строение атмосфер звезд поздних спектральных классов, несомненно, требует дальнейшего изучения.

На этом мы заканчиваем рассмотрение некоторых эффектов, которые могут играть важную роль при вычислении моделей звездных атмосфер. На основании полученных выводов из всего множества моделей, представленных в табл. 1, необходимо отобрать наиболее точные.

4. *Наиболее точные модели и сравнение их с наблюдениями.* Среди моделей атмосфер звезд классов О и В, представленных в табл. 1, наиболее точными, по-видимому, являются модели Михаласа [31], вычисленные при учете отклонений от ЛТР. Отказ от предположения о ЛТР в целом сильно улучшает согласие с наблюдениями горячих звезд, однако в некоторых случаях все еще имеется значительное расхождение между теоретическими и наблюдаемыми спектрами. Прежде всего, речь идет о сверхгигантах, для которых даже при учете отклонений от ЛТР не удается объяснить наблюдаемые профили: бальмеровских линий [54] и эквивалентные ширины некоторых линий гелия (см., например, [58] и [75]). Ауэр и Михалас [54], а также ряд других авторов видят причину этого в том, что атмосферы сверхгигантов являются протяженными и предположение о плоскопараллельном строении к ним неприменимо. Возможно, для улучшения согласия с наблюдениями О- и В-сверхгигантов придется ввести в расчеты моделей также поле скоростей. Интересно отметить, что анализ наблюдений сверхгигантов ζ Ori (O9.7 Ib), η Ori (B0 Ia) и ζ Per (B1 Ib), выполненный с помощью моделей атмосфер, не находящихся в состоянии ЛТР, показывает, что содержание гелия у них в 2—3 раза выше, чем у звезд главной последовательности [76]. При этом значение He/H , найденное для ζ Per, практически совпадает с результатом Р. Кэйреля [77], полученным с помощью ЛТР-модели ($\text{He}/\text{H} = 0.23$ и 0.20 соответственно). Может оказаться, что реальное содержание гелия у горячих сверхгигантов и у звезд главной последовательности в среднем одинаково, а указанное выше расхождение снова объясняется несовершенством моделей атмосфер сверхгигантов. Тогда на примере ζ Per видно, что учет протяженности атмосферы здесь даже важнее, чем учет отклонений от ЛТР. Как отмечают Михалас и Атей [71], модели атмосфер, в которых при отказе от ЛТР одновременно приняты во внимание протяженность атмосферы и, возможно, поле скоростей, окажутся полезными при изучении не только О- и В-сверхгигантов, но и WR-звезд и звезд типа Р Cug.

Еще одна возможность повышения точности моделей Михаласа [31] связана с учетом покрывного эффекта в сильных ультрафиолетовых линиях. Однако такие расчеты при отказе от ЛТР чрезвычайно сложны, так как требуют совместного решения уравнений переноса и статистического равновесия для сотен линий одновременно. Как указывают Ауэр и Михалас [55], в настоящее время эта проблема представляется неразрешимой.

При вычислении эквивалентных ширин некоторых линий для звезд класса В даже ЛТР-модели могут дать достаточно надежные результаты. Среди таких моделей наиболее точными являются модели Куруча [19], Клингсмита [28] и Мортон и др. [21—25], рассчитанные при учете покрывного эффекта. Рассмотрим кратко, как согласуются указанные модели атмосфер с наблюдениями В-звезд.

Д. Стикланд [78] сравнил теоретическую величину бальмеровского скачка, а также наклон кривой F_{λ} в трех участках видимой области спектра с наблюдениями 29 звезд главной последовательности (классы O9—K7). Оказалось, что модели Куруча [19] довольно хорошо объясняют общие особенности спектров звезд класса В, и только у самых горячих звезд (классы O9, B0) обнаружено несоответствие за бальмеровским пределом. Можно предположить, что оно вызвано отклонениями от ЛТР, которые в моделях Куруча не учитывались.

Распределение потока F_{λ} в моделях атмосфер Клингсмита [28] и (в одном случае) Ван Ситтерса и Мортона [23] сравнивалось с ультрафиолетовыми спектрами нескольких звезд классов B0.5V—AIV, полученными из ОАО II [79]. Отметим, что значения F_{λ} в этих двух сетках моделей хорошо согласуются между собой в тех участках спектра, которые свободны от линий. Подбирая модели, удалось добиться очень хорошего согласия с наблюдениями в области длин волн от 4000 Å до 6000 Å. Однако при этом наблюдаемый поток в ультрафиолетовой части спектра, начиная примерно с $\lambda = 2500$ Å для ранних В-звезд и с $\lambda = 3500$ Å для поздних, оказался ниже теоретического, причем в некоторых случаях в два раза. По мнению А. Андерхилла [79], полученное несоответствие объясняется блокировкой непрерывного спектра какими-то линиями, не учтенными при вычислении моделей атмосфер.

Для звезд класса А и более поздних можно рекомендовать модели Михаласа [34], рассчитанные при учете ПЭ, а также модели Кэрбона и Джинджерича [35], в которых, кроме ПЭ, при $T_{\text{eff}} < 8500^{\circ}$ учтена коннекция. В уже упоминавшейся работе Стикланда [78] эти сетки моделей сравнивались с наблюдениями звезд классов А-К в видимой области спектра. Оказалось, что сетка Михаласа хорошо описывает наблюдаемое распределение энергии при всех значениях T_{eff} , которые использовались в моделях, то есть от 12600° до 7200° . Аналогичный результат в той же области T_{eff} получен и для сетки Кэрбона и Джинджерича, однако при $T_{\text{eff}} < 6700^{\circ}$ эти модели уже не могут объяснить наклон спектра за бальмеровским пределом, полученный из наблюдений G- и K-звезд. При этом расхождение нарастает с уменьшением T_{eff} . По-видимому, обнаруженное несоответствие хотя бы частично объясняется тем, что Кэрбон и Джинджерич при достаточно низких значениях T_{eff} не учитывали влияние молекул.

Представляет интерес также сравнение этих моделей с заатмосферными наблюдениями. Как показали Дж. Дэвис и Р. Узбб [80], модели Михаласа [34] предсказывают значительно больший поток в области $\lambda\lambda$ 2100 Å—2800 Å, чем наблюдается в действительности. Другие авторы [81, 82] указывают на дефицит наблюдаемого потока между 2000 Å и 3000 Å, обнаруженный при сравнении с моделями Кэрбона и Джинджерича. Таким об-

разом, как и в случае В-звезд, даже наиболее точные модели атмосфер звезд класса А и более поздних, хорошо согласуясь с наблюдаемым распределением энергии в видимой части спектра, не могут одновременно объяснить его поведение в ультрафиолетовой области. По-видимому, для устранения этого несоответствия придется ввести в модели атмосфер какие-то дополнительные источники непрозрачности.

Для сверхгигантов классов F и G наиболее детальные вычисления выполнил Парсонс [37]. Найдено хорошее соответствие между его моделями и моделями Кэрбона и Джинджерича [35] при близких значениях T_{eff} и g .

С большими трудностями связано построение достаточно точных моделей атмосфер звезд классов K и M. Прежде всего, в них должны быть учтены следующие эффекты: 1) влияние молекул на структуру атмосферы и на спектр выходящего излучения, 2) покровный эффект за счет множества атомных линий, 3) конвекция (особенно для холодных карликов). Ни одна из сеток моделей, представленных в табл. 1, не удовлетворяет всем этим требованиям сразу. Например, в наиболее точных моделях атмосфер карликов классов K и M [40, 43] учитывается образование молекул и конвекция, но не принимаются во внимание атомные линии. Далее, при вычислении потока излучения для холодных гигантов и сверхгигантов можно пренебречь конвекцией, но при этом необходимо учитывать протяженность атмосферы и, вероятно, отклонения от ЛТР, на что указывает присутствие эмиссионных линий в спектрах этих звезд. Необходимо также отметить, что при построении моделей атмосфер звезд поздних классов обычно рассматриваются лишь двуатомные молекулы, а роль многоатомных молекул по ряду причин все еще остается невыясненной. Более подробное обсуждение всех этих проблем можно найти в обзоре М. Вардиа [83].

Модели атмосфер холодных звезд, представленные в табл. 1, дают удовлетворительное объяснение наблюдаемому распределению энергии лишь в инфракрасной области спектра, и то время как в видимой области согласие отсутствует (см., например, [42] и [48]). Среди других возможных объяснений этого расхождения, о которых говорилось выше, следует отметить также сильное влияние химического состава: у исследуемой звезды он может оказаться несколько иным, чем в используемых при сравнении моделях, а это обстоятельство, как указывалось в предыдущей части, является особенно важным при низких значениях T_{eff} .

Таким образом, модели атмосфер звезд поздних спектральных классов могут сильно зависеть от целого ряда различных факторов (химический состав, источники непрозрачности, предположение о ЛТР и т. д.). Их роль изучена еще слабо, и требуются дополнительные вычисления, чтобы иметь надежную основу для анализа наблюдений.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за ценные советы, использованные при работе над обзором. Автор

признателен также Л. С. Лууду, Т. А. Кипперу и А. А. Сапару за полезные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

MODEL ATMOSPHERES FOR NORMAL STARS

(a survey from 1965 to 1973)

L. S. LYUBIMKOV

Basic data are given on model atmospheres for O-M type stars calculated in 1965—1973. The influence of blanketing effect, convection, departures from LTE and abundance anomaly on atmospheric structure and emergent radiation is discussed. The most accurate models for each spectral type are pointed out. Its comparison with observations is considered.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. H. Avrett, M. Krook, Ap. J., 137, 874, 1963.
2. D. Mihulas, Ap. J., 141, 551, 1965.
3. D. Mihulas, Ap. J., 161, 375, 1970.
4. А. Сапар, А. Круусман, Публ. Тартуской обс., 38, 3, 1970.
5. L. H. Aller, D. Mihulas, Ap. J., 158, 641, 1969.
6. D. Mihulas, Ap. J. Suppl., 9, No. 92, 1965.
7. S. E. Strom, E. H. Avrett, Ap. J. Suppl., 12, No. 103, 1965.
8. Г. Мюнч, Сб. „Звездные атмосферы“, т. 1. ИЛ, М., 1963.
9. А. Круусман, Сб. „Модели атмосфер звезд классов O и B“, Тарту 1971, стр. 3.
10. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller, Ap. J. Suppl., 5, No. 45, 1960.
11. G. Bode, Die Kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Kiel, 1965.
12. D. Mihulas, Methods in Computational Physics, 7, 1, 1967.
13. C. de Jager, L. Neven, BAN, Suppl., 2, No. 4, 1967.
14. А. Круусман, Сб. „Модели атмосфер звезд классов O и B“, Тарту, 1970, стр. 20.
15. A. B. Underhill, BAN, 19, 500, 1968.
16. A. B. Underhill, BAN, 17, 161, 1963.
17. A. B. Underhill, M. de Groot, BAN, 17, 453, 1964.
18. A. B. Underhill, Vistas in Astronomy, 13, 169, 1972.
19. R. Kurucz, in „Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres“, ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 375.
20. R. Kurucz, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep., No. 309, 1, 1970.
21. P. T. Brudley, D. C. Morton, Ap. J., 156, 687, 1964.
22. F. R. Hickok, D. C. Morton, Ap. J., 152, 203, 1968.
23. G. W. Van Citters, D. C. Morton, Ap. J., 161, 695, 1970.
24. D. Mihulas, D. C. Morton, Ap. J., 142, 253, 1965.
25. T. F. Adams, D. C. Morton, Ap. J., 132, 195, 1968.

26. D. C. Morton, *Ap. J.*, 141, 73, 1965.
27. D. Eberlein, M. Scholz, G. Traving, *Astron. Astrophys.*, 24, 295, 1973.
28. D. A. Klingensmith, Hydrogen Line Blanketed Model Stellar Atmospheres, NASA SP-3065, Washington, 1971.
29. L. H. Auer, D. Mihalas, *Ap. J.*, 160, 233, 1970.
30. D. Mihalas, L. H. Auer, *Ap. J.*, 160, 1161, 1970.
31. D. Mihalas, Non-LTE Model Atmospheres for B and O Stars, NCAK-TN STR-76, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, 1972.
32. Н. С. Комиров, Н. А. Мишкин, Сб. «Физика звезд и межзвездной среды», Киев, 1966, стр. 61.
33. В. И. Голинько, Н. С. Комиров, Г. С. Краенцова, Сб. «Астрометрия и астрофизика», вып. 8, Киев, 1969.
34. D. Mihalas, *Ap. J. Suppl.*, 13, No. 114, 1966.
35. D. F. Carbon, O. Gingerich, in «Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres», ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 377.
36. Т. Куннер, Изв. АН Эст. ССР (физика, матем.), № 3, 303, 1964.
37. S. B. Parsons, *Ap. J. Suppl.*, 18, No. 159, 1969.
38. K. S. Krishna Swamy, *Astron. Astrophys.*, 1, 297, 1969.
39. K. S. Krishna Swamy, *Astron. Astrophys.*, 8, 375, 1970.
40. Т. Куннер, Публ. Тартуской обс., 41, 63, 1973.
41. Т. Куннер, Публ. Тартуской обс., 41, 27^а, 1973.
42. F. Querci, M. Querci, T. Tsuji, *Astron. Astrophys.*, 31, 265, 1974.
43. J. R. Auman, *Ap. J.*, 157, 722, 1969.
44. D. R. Alexander, H. R. Johnson, *Ap. J.*, 176, 620, 1972.
45. D. Carbon, O. J. Gingerich, D. W. Latham, in «Low-Luminosity Stars», ed. S. S. Kumar, New York, 1969, p. 435.
46. O. J. Gingerich, D. W. Latham, J. L. Linsky, S. S. Kumar, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, No. 240, 11, 1967.
47. T. Tsuji, in «Colloquium on Late-Type Stars», ed. M. Hack, Trieste, 1966, p. 260.
48. T. Tsuji, in «Low-Luminosity Stars», ed. S. S. Kumar, New York, 1969, p. 457.
49. C. W. Allen, *Astrophysical Quantities* (second edition), London, 1963.
50. A. Natta, A. Prelle-Martinez, *Astrophys. Space Sci.*, 9, 440, 1970.
51. R. G. Athay, *Radiation Transport in Spectral Lines*, Dordrecht Holland, 1972.
52. R. Kandel, *Ann. d'Astrophys.*, 20, 439, 1967.
53. D. Mihalas, *Ap. J.*, 176, 139, 1972.
54. L. H. Auer, D. Mihalas, *Ap. J. Suppl.*, 24, No. 205, 1972.
55. L. H. Auer, D. Mihalas, *Ap. J. Suppl.*, 25, No. 223, 1973.
56. R. J. Zinn, *Ap. J.*, 162, 909, 1970.
57. P. S. Conti, *Ap. J.*, 179, 161, 1973.
58. P. S. Conti, *Ap. J.*, 187, 539, 1974.
59. W. Osborn, *M. N.*, 166, 463, 1974.
60. D. Mihalas, C. W. Lockwood, *Ap. J.*, 175, 757, 1972.
61. C. M. Anderson, *Ap. J. Lett.*, 177, 1, 121, 1972.
62. L. H. Auer, J. N. Heasley, R. W. Milkey, *Kitt Peak Nat. Obs. Cont.*, No. 555, 1972.
63. D. Mihalas, *Ap. J.*, 177, 115, 1972.
64. D. Mihalas, *Ap. J.*, 179, 209, 1973.
65. D. Mihalas, D. G. Hummer, *Ap. J.*, 179, 827, 1973.
66. L. H. Auer, D. Mihalas, *Ap. J.*, 184, 151, 1973.
67. L. W. Kamp, *Ap. J.*, 180, 447, 1973.

68. *A. Maeder, Astron. Astrophys.*, 13, 444, 1971.
69. *D. C. Morton, T. F. Adams, Ap. J.*, 151, 611, 1968.
70. *P. S. Conti, Ap. J.*, 179, 181, 1973.
71. *D. Mihalas, R. G. Athay, Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 11, 187, 1973.
72. *R. P. Kudritzki, Astron. Astrophys.*, 28, 103, 1973.
73. *V. P. Myserscough*, in "Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres", ed. O. Gingerich, MIT Press, Cambridge and London, 1969, p. 153.
74. *L. D. Travis, S. Matsushima, Ap. J.*, 182, 189, 1973.
75. *J. D. Rosendhal, Ap. J. Lett.*, 183, L 39, 1973.
76. *А. С. Любимков, Изв. КрАО*, 52, 49, 1974.
77. *R. Cayrel, Ann. d'Astrophys. Suppl.*, No. 6, 1958.
78. *D. J. Stickland, M. N.*, 153, 501, 1971.
79. *A. Underhill, Astron. Astrophys.*, 25, 175, 1973.
80. *J. Davis, R. J. Webb, Ap. J.*, 159, 551, 1970.
81. *L. R. Doherty, Ap. J.*, 178, 727, 1972.
82. *M. Gros, D. Sacotte, F. Praderie, R. M. Bonnet, Astron. Astrophys.*, 27, 167, 1973.
83. *M. S. Vardya, Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 87, 1970.

Спектр. класс	T_{eff}	$\lg g$	Химический состав	Источники непрозрачности
1	2	3	4	5
O-A	50000-7200	1.0-4.5	He/H = 0.15; F и профили линий для некоторых моделей рассчитаны также при He/H 0.30 и 0.05;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , HeI, HeII; $\pm(e^-)$, $\pm(H)$;
O-G	41600-4760	1.0-5.0	He/H = 0.182; указано также содержание C, N, O, Mg, Si, Ca, Sr;	H, H ⁻ , HeI, HeII, C, Ne, Si, металлы (см. таблицы [11])
O-B	39800 31600 25100 20000	3.0-5.0	He/H = 0.0512	H, H ⁻ , HeI, HeII, $\pm(e^-)$;
O-B	33965-14870	3.7, 4.0	He/H = 0.118	H, H ⁻ , HeI, HeII, $\pm(e^-)$;
O-B	50000-11000	2.0-5.0	He/H = 0.10; указано также содержание C, N, O, Ne, Mg, Al, Si;	HeI, HeII, HeIII, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁺ , металлы, $\pm(e^-)$, $\pm(H)$, $\pm(He)$;
O-B	37450-28640	3.5, 4.0	He/H = 0.15	HeI, HeII, HeIII, H ⁻ , $\pm(e^-)$;
B	25200-14400	3.0, 3.5, 4.0	He/H = 0.15; две модели вычислены при He/H = 0.08;	HeI, HeII, HeIII, H ⁻ , $\pm(e^-)$;
B	20000-10000	3.0, 4.0	He/H = 0.0512	HeI, HeII, HeIII, H ⁻ , H ₂ ⁺ , $\pm(e^-)$, $\pm(H)$;
B	20000-10000	2.5-4.5	He/H = 15, 3/2, 1/8, 0;	HeI, HeII, HeIII, H ⁻ , He ⁻ ;

1	2	3	4	5
O-B	50000-25000	4.0	He H = 0.10	HI, HeI, HeII, $\sigma(e^-)$;
O-B	55000-15000	2.5-4.5	He H = 0.10	HI, HeI, HeII, "средний легкий элемент" (C, N и O), $\sigma(e^-)$;
A	11000, 8100	3.5, 4.0, 4.5	He H = 0.182;	HI, HeI, HeII, H ⁻ , металлы, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
A-G	9000-5390	4.0-1.057	He H = 0.125; A = 0.002 и 0.0002;	HI, HeI, HeII, H ⁻ , H ₂ ⁺ , $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
A-F	12600-7200	2.0, 3.0, 4.0	He H = 0.15	HI, HeI, HeII, H ⁻ , H ₂ ⁺ , $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
A-K	10000-4000	2.0-4.5	He H = 0.10; указано также содержание C, Na, Mg, Al, Si, Fe;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , C, Mg, Si, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
F	7200-6200	2.49, 3.40, 4.35	солнечный [10]	см таблицу [11]
F-G	6620-5400	1.2, 1.8, 2.4	He H = 0.125, A = 0.002;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , металлы, $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$;
G-K	6000-4000	2.301, 3.301, 4.301	He H = 0.083; A уменьшено по отношению к Солнцу в 1, 5, 10, 40 и 100 раз;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , He ⁻ , $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
K-M	5040-2520	0.2-5.0	солнечный [10]; и два моделиз изменено содержание C, N, O;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , He ⁻ , $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;
C	4500-3400	-1, 0, +1	He H = 0.162; C/H = $4.1 \cdot 10^{-5}$; N/H = $1.48 \cdot 10^{-3}$; O/H = $1.25 \cdot 10^{-5}$;	H, H ⁻ , H ₂ ⁺ , He ⁻ , C, C ⁻ , металлы (Si, Mg и Ca), $\sigma(e^-)$, $\sigma(H)$, $\sigma(H_2)$;

Таблица 1 (продолжение)

6	7	8	9	10
отклонение от ЛТР		1) $T(\tau)$; 2) лавинановский, бальмеровский и др. свечки; 3) \mathcal{W} и профили $H\alpha$, $H\gamma$; профили L_1 и P_1 ;	114--14600;	Михалас, Ауэр [30]
отклонение от ЛТР		1) T , N_{HII} , N_{HeI} , N_{HeII} , N_{HeIII} — населенности нижних уровней $H\alpha$, HeI и $HeII$; 2) \mathcal{W} и профили $H\alpha$, $H\gamma$ и $H\delta$; T , P_H , P_{Fe} , k_R , A^* , R и z ; 1) T , P_H , P_{Fe} , ρ ; 2) модели оболочек (T , P_H , ρ в зависимости от расстояния до центра звезды);	114 A—300 μ при $T_{\text{eff}} > 30000$; 228 A—300 μ при $T_{\text{eff}} < 30000$ °;	Михалас [31]
бальмеровские линии ($H_1 - H_{30}$)	0.5%	1) T , P_H , P_{Fe} ; 2) V , $B - V$, $U - B$, D_B °; 3) \mathcal{W} линий H_1 , H_2 и H_3 ;	504—14588	Михалас [34]
линии водорода и металлов; конвекция (при $T_{\text{eff}} = 8500$)	< 1% T (°) найдено по модели Михаласа [34], в которой учтены линии $H_1 - H_{30}$;	1) T , P_H , n_e , k , ρ и z ; 2) потемнение в линии для ряда значений z ; 3) профили H_2 ; 1) T , P_H , P_{Fe} ; 2) k_1 (τ_{5030}) и τ_2 (τ_{5030}) при некоторых k_2 ;	912—65647	Кярбон, Джинджерич [35]
линии водорода и металлов; конвекция; турбулентное давление;	< 0.5% при $\tau < 10$	T , P_H , P_{Fe} , P_{tot} , ρ , k_R , v_t , F/F , z ;	1500—50000	Киппер [36]
конвекция; пониженное содержание металлов;		1) T , P_H , P_{Fe} ; 2) профили H_2 и H_3 ; 3) глубина образования некоторых линий;		Кришна Сивайи [39, 39]
полосы H_2O , CO и OH ; конвекция;	$\sim 10\%$ -15%	T , P_H , P_{Fe} , ρ , k , A^* , F_c/F , $\Delta F/F$, парциальные давления для H и некоторых молекул;	5700 A—9 μ	Киппер [40, 41]
полосы C_2 , CN и CO ; турбулентное давление	$\leq 1\%$	T , P_H , k_1 , τ_2 , $\Delta F/F$, z , P_{Fe} , P_{Fe} , P_{Fe} , P_{tot} , ρ , парциальные давления различных атомов и молекул;	2000 A—6 μ	Керси и др. [42]

1	2	3	4	5
К-М	4000-2000	от -2.0 до -5.0	He Н 0.12, <i>A</i> - солнечному значению [10]; при <i>T</i> и <i>lg g</i> - 2 <i>A</i> уменьшено в 10 и 100 раз;	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , H ₂ ⁺ , металлы, σ^- , σ (H), σ (H ₂);
М, С	3600-2500	0, -1	солнечный [10]; варьируется содержание С, N, O;	H, H ⁻ , H ₂ , H ₂ ⁻ , σ (H), σ (H ₂);
М	3500, 2500, 1500	5.0	He Н 0.10; <i>A</i> - солнечному значению [10]; в двух случаях <i>A</i> уменьшено в 100 раз;	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , металлы, σ (H), σ (H ₂);
М	2400	1.0, 3.0, 5.0	солнечный [10]; в одном случае значение <i>A</i> уменьшено в 100 раз	H, H ⁻ , He ⁻ , H ₂ ⁻ , металлы, σ^- , σ (H), σ (H ₂);
М	3000	1.0, 4.8	солнечный [10]	H, H ⁻ , H ₂ ⁻ , σ^- , σ (H), σ (H ₂);

Таблица 1 (продолжение)

6	7	8	9	10
полосы H_2O ; конвекция;	10^0	$T, P_g, P_s, F_s, \Delta F/F$;	6250 А-10 ₁	Ауман [43]
полосы H_2O, CN и CO ; конвекция;	0.1^0	T, P_g, κ ;	5000 А-5 ₁	Александр, Джонсон [44]
полосы H_2O, H_2 ;	10^0	$T, P_g, P_s, k, \rho, \Delta z$, концентрации H, HII, H_2, H_2O и вклад различных источников и непрозрачность;	4000 А-2.8 ₁	Кэрбон и др [45]
в одном случае грубо учтено поглощение молекулами H_2O ;	10^0	1) $T, P_g, P_s, k, \rho, \Delta z$, концентрации H, HII, H_2 и H_2O ; 2) τ для ряда значений λ и $\lambda - 10000$;	2304 А-13 ₁	Джинджерич и др. [46]
полосы H_2O, CO, OH	$4^0/8$	T, P_g, P_s , парциальные давления различных молекул;	2000 А-10 ₁	Цуджи [47]

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 11 ЗА 1975 г.

Абрамов А. А., Альперович Л. С. О нестационарной проблеме Релея для замагниченной плазмы	293
Абрамян М. Г. Эллипсоидальные фигуры равновесия межзвездной среды в сферических галактиках	487
Абрамян М. Г., Киплан С. А. Фигуры равновесия межзвездной среды в галактиках	121
Абрамян М. Г., Киплан С. А. О равновесии и устойчивости двуполостных гиперболоидальных фигур распределения вращающейся межзвездной среды	319
Авакян Р. М., Аветисян А. К., Алоджану Г. П., Саакян Г. С., Седракия Д. М., Чубарян Э. В. Магнитосфера барнионных звезд. I. Симметричный ротатор	109
Авакян Р. М., Горский Я. Гранитационное поле плоского однородного слоя	689
Авакян Р. М. (см. Саакян Г. С.)	
Аветисян А. К. (см. Авакян Р. М.)	109
Адджян Г. С. Охлаждение белых карликов	347
Адджян Г. С., Варганян Ю. А. Быстровращающиеся массивные белые карлики	517
Айзмани Ж., Каллозян А. Т. Пары, состоящие из одной галактики Маркаряна и одной компактной галактики	229
Алоджану Г. П. (см. Авакян Р. М.)	109
Алоджану Г. П. (см. Саакян Г. С.)	679
Альбер Я. И., Кротова Э. Н., Эйрман В. Я. О каскадном процессе в сильных магнитном и электрическом полях в астрофизических условиях	283
Альперович Л. С. (см. Абрамов А. А.)	293
Амбарцумян В. А., Арп Г. Ч., Ховат А. А., Мирлоян А. В. Некоторые замечания о компактных группах компактных галактик	191
Антипов В. А., Осипков Л. П., Чернин А. Д. О движениях звезд в нестационарном гравитационном поле формирующейся галактики	335
Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф. Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости. I.	15

Аракелян М. А., Дибач Э. А., Есипов В. Ф. Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости. II.	377
Арп Г. Ч. (см. Амбарцумян В. А.)	193
Аргюх В. С. (см. Малов Н. Ф.)	609
Азвердян А. Г. (см. Варданян Р. А.)	55
Бабалджянц М. К., Гаген-Торн В. А. Поляризаационные наблюдения компактных внегалактических объектов	383
Байер Ф. Б., Турш Г. Компактные группы компактных галактик. V.	221
Бернсен Ф., Каллоляин А. Т. Четырехцветная поверхностная фотометрия галактик Маркаряна. II. Галактика № 10	5
Бернсен Ф., Карачиссува В. Е., Костюк И. П. Караниковые галактики типа Скульптора в окрестностях ярких галактик	353
Бёрнсен Ф., Каллоляин А. Т. Морфологическое исследование 40 галактик Маркаряна	369
Бернсен Ф., Каллоляин А. Т. Четырехцветная поверхностная фотометрия галактик Маркаряна. III	617
Боллова Г. Т., Хромов Г. С. Непрерывное излучение газовой туманности за лаймановским пределом	269
Брук Ю. М. Кристаллические ядра и эффект Померанчука в нейтронных звездах	97
Варданян Р. А. Поиск инфракрасных звезд в открытых звездных скоплениях	351
Варданян Р. А., Мелик-Азвердян Ю. К. О некоторых свойствах галактик Маркаряна	21
Варданян Р. А., Азвердян А. Г. Инфракрасные наблюдения области скопления NGC 7419	533
Вартанян Ю. А. (см. Аджян Г. С.)	517
Веллинг Г. H α -эмиссионные звезды внутри и около NGC 7000	261
Венцупал В. Р. (см. Самалин В. А.)	153
Воронцов-Вельяминов Б. А. К проблеме фрагментации галактик	333
Гаген-Торн В. А. О возможном механизме оптической переменности ядер сейфертовских галактик	637
Гаген-Торн В. А. (см. Бабалджянц М. К.)	383
Гарибджянц А. Т. (см. Чавушши О. С.)	563
Гарибян Г. М., Ян Ши. К вопросу о рентгеновском излучении, образуемом быстрым зарядом на отдельных атомах и молекулах	161
Геворкян М. С., Ензибарян Н. Б., Никозосян А. Г. Некогерентное рассеяние. V.	453
Горский Я. (см. Авакян Р. М.)	689

Гричев С. И., Гринин В. П. Анализ профилей линий в спектре квазара РН1. 5200	33
Гринин В. П. (см. Гричев С. И.)	33
Гурзаян Г. А. Переходное излучение и пекулярные туманности	531
Гурзаян Г. А., Оганесян Р. Х. Ультрафиолетовая спектрофотометрия группы горячих звезд и Парусах	397
Гурзаян Г. А., Оганесян Дж. Б. Спектрофотометрия двух «ультрафиолетовых» звезд, обнаруженных «Орлоном-2»	585
Гюлибузян А. А. Объекты Хербига-Аро и постфлуоры	511
Дибай Э. А. (см. Аракелян М. А.)	15
Дибай Э. А. (см. Аракелян М. А.)	377
Дорошенко В. Т., Терсбиж В. Ю. Спектры галактик высокой поверхностной яркости	631
Енчибарян Н. Б. (см. Геворкян М. С.)	455
Ерстова Л. К. Сверхновая в анонимной галактике	561
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	15
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	377
Искударян С. Г. О некоторой характеристике спиралей со звездобразными ядрами	362
Искударян С. Г. Ядра и области НII	556
Каллолиан А. Т. (см. Бернсен Ф.)	5
Каллолиан А. Т. (см. Айдиани Ж.)	229
Каллолиан А. Т. (см. Бернсен Ф.)	617
Каплин С. А., Кушнич В. В. Бальмеровский дескремент в среде, просветленной мощным излучением	421
Каплин С. А. (см. Абрамян М. Г.)	121
Каплин С. А. (см. Абрамян М. Г.)	319
Караченцева В. Е. (см. Бернсен Ф.)	358
Кастюк И. П. (см. Бернсен Ф.)	358
Кришна Г. (см. Санамин В. А.)	643
Кротова Э. Н. (см. Альбер Я. И.)	283
Кушнич В. В. (см. Каплин С. А.)	421
Ламадзе Р. Д. Уравнения переноса электромагнитного излучения и возбуждения центрированной турбулентности при распадом взаимодействии	409

<i>Любимков Л. С.</i> Модели атмосфер нормальных звезд	703
<i>Малов И. Ф., Артюх В. С., Малофеев В. М.</i> О физических условиях в туманности NGC 2359	609
<i>Малофеев В. М.</i> (см. <i>Малов И. Ф.</i>)	609
<i>Малумян В. Г., Солянн В. А.</i> Об изменении потока квазара 3С 380 на частоте 408 Мгц	153
<i>Малумян В. Г., Солянн В. А.</i> Поиск переменности излучения квазаров 3С 273 и 3С 279 на частоте 408 Мгц	699
<i>Мелик-Алавердян Ю. К.</i> (см. <i>Вардамян Р. А.</i>)	21
<i>Мирлоян Л. В., Мнацаканян М. А.</i> Динамическая эволюция и неустойчивость систем типа Тралепции	551
<i>Мирлоян Л. В.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	193
<i>Мнацаканян М. А.</i> Квазисимптотические решения задачи переноса излучения в слое конечной толщины. I. Консервативное рассеяние	659
<i>Мнацаканян М. А.</i> (см. <i>Мирлоян Л. В.</i>)	551
<i>Мурзиди Р. М.</i> О происхождении вращения галактик в космогонии Амбарцумяна	237
<i>Назирнер Д. И., Селяков К. И.</i> Перенос излучения в линии при профиле коэффициента поглощения, меняющемся с глубиной	61
<i>Никитосян А. Г.</i> (см. <i>Геворкян М. С.</i>)	455
<i>Оганесян Р. Х.</i> (см. <i>Гурзалин Г. А.</i>)	397
<i>Оганесян Дж. Б.</i> (см. <i>Гурзалин Г. А.</i>)	585
<i>Осипков А. П.</i> (см. <i>Антонов В. А.</i>)	335
<i>Ошерович В. А.</i> Об одном методе построения бессловых магнитных полей	559
<i>Павлов Г. Г.</i> Линии поглощения в сильном магнитном поле с учетом ориентации атомов	77
<i>Ротовцов Н. Н., Самсон А. М.</i> Нестационарный перенос излучения в рассеивающих средах	439
<i>Родионов В. И.</i> О потенциале в теории третьего квадратичного интеграла движения	145
<i>Рыльков В. П.</i> О непрерывном спектре звезд типа Вольфа—Райе	473
<i>Саакян Г. С., Седракин Д. М., Чубарян Э. В., Авакян Р. М., Алоджану Г. П.</i> Космические лучи от пульсаров	679
<i>Саакян Г. С.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	109
<i>Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> Об одной форме проявления активности в галактиках	207

Саакян К. А. Переменность объекта Маркарян 399	356
Самсон А. М. (см. Роговова Н. Н.)	439
Самуель Н. Н. (см. Эпштейн А. М.)	363
Санамян В. А., Венуцопал В. Р. Поиск переменности радионоточника ЗС 120 на частоте 327 МГц	155
Санамян В. А., Гопал-Кришна. Затмение трех галактик Маркаряна Луной на частоте 327 МГц	643
Санамян В. А. (см. Малумян В. Г.)	153
Седракян Д. М. (см. Авакян Р. М.)	109
Седракян Д. М. (см. Саакян Г. С.)	679
Селяков К. И. (см. Назирнер Д. И.)	61
Соболев В. В. К теории рассеивающих фотосфер	499
Суворов Е. В., Чулунов Ю. В. Электромагнитные волны в релятивистской плазме с сильным магнитным полем	303
Теребиж В. Ю. Замечание к вопросу о функции светимости квазизвездных радионоточников	157
Теребиж В. Ю. (см. Дорошенко В. Т.)	631
Тирш Г. (см. Байер Ф. Б.)	221
Тресенка Л. М. Распределение галактик в Ягелонской площадке	651
Халиуллин Х. Ф., Черспащук А. А. Затменная система V 444 Cyg (WN 5+06) в свете эмиссионных линий H α 4686, (H α +H α) 6563, NIV 7112	595
Хачикян Э. Е. (см. Саакян К. А.)	207
Хови А. А. (см. Амбарцумян В. А.)	193
Хромов Г. С. (см. Боллова Г. Т.)	269
Цветков М. К. Новые H α -эмиссионные звезды в области туманности IC 5068—70 и NGC 7000	579
Чапушян О. С., Гарибджанян А. Т. UVV-фотометрия вспыхивающих звезд	565
Черспащук А. М. Четырехцветные узкополосные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной звезды типа Вольфа—Райе	49
Черспащук А. М. (см. Халиуллин Х. Ф.)	593
Чернии А. Д. (см. Антонов В. А.)	335
Чубарян Э. В. (см. Авакян Р. М.)	109
Чубарян Э. В. (см. Саакян Г. С.)	679
Чулунов Ю. В. (см. Суворов Е. В.)	305
Шулов О. С. Магнитные поля белых карликов	163

<i>Шульман Г. А.</i> О свойствах холодного плотного вещества с замороженным сверхсильным магнитным полем	89
<i>Эйтсен А. М., Самусь Н. Н.</i> Моделирование горизонтальной ветви шаровых скоплений	365
<i>Эйдман В. Я.</i> (см. Альбер Я. И.)	281
<i>Ян Ши</i> (см. Гарибян Г. М.)	161

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 11 за 1973 г

Выпуск 1

Четырехцветная поверхностная фотометрия галактик Маркаряна. II. Галактика № 10	<i>Ф. Бернсен, А. Каллозиян</i>	5
Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости. I	<i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	15
О некоторых свойствах галактик Маркаряна	<i>Р. А. Варданян, Ю. К. Мешик-Алавердян</i>	21
Анализ профилей линий в спектре квазара P11. 5200	<i>С. И. Грачев, В. П. Гринин</i>	33
Четырехцветные узкополосные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной звезды типа Вольфа-Райе	<i>А. М. Черепашук</i>	42
Перенос излучения в линии при профиле коэффициента поглощения, меняющемся с глубиной	<i>Д. Н. Натирскер, К. И. Селяков</i>	61
Линии поглощения в сильном магнитном поле с учетом ориентации атомов	<i>Г. Г. Павлов</i>	77
О свойствах холодного плотного вещества с замороженным сверхсильным магнитным полем	<i>Г. А. Шульман</i>	82
Кристаллические ядра и эффект Померанчука в нейтронных звездах	<i>Ю. М. Брэк</i>	97
Магнитосфера барнионных звезд. I. Симметричный ротор	<i>Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян, Э. В. Чубарян</i>	109
Фигуры равновесия межзвездной среды в галактиках	<i>М. Г. Абрамян, С. А. Каплин</i>	121
Незатухающие стационарные волны плотности. I. Сильные волны в однородной самогравитирующей системе	<i>С. Н. Нуритдинов</i>	135
О потенциале в теории третьего квадратичного интеграла движения	<i>В. И. Родионов</i>	145

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Об изменении потока квазара 3С 380 на частоте 408 МГц <i>В. Г. Малюжин, В. А. Самаян</i>	153
Поиск переменности радиосточника 3С 120 на частоте 327 МГц <i>В. А. Самаян, В. Р. Вспугюнал</i>	155
Замечание к вопросу о функции светимости квазилинейных радиосточников <i>В. Ю. Терсбиш</i>	157
К вопросу о рентгеновском излучении, образуемом быстрым зарядом на отдельных атомах и молекулах <i>Г. М. Гарибян, Ян Ши</i>	161
ОБЗОРЫ	
Магнитные поля белых карликов <i>О. С. Щулов</i>	163

Выпуск 2

Некоторые замечания о компактных группах компактных галактик <i>В. А. Амбарцумян, Г. Ч. Арп, А. А. Ховат, А. В. Мироян</i>	193
Об одной форме проявления активности в галактиках <i>К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	207
Компактные группы компактных галактик. V <i>Ф. Б. Байсер, Г. Тирш</i>	221
Пары, состоящие из одной галактики Маркаряна и одной компактной галактики <i>Ж. Айджани, А. Т. Каллоляян</i>	229
О происхождении вращения галактик в космогонии Амбарцумяна <i>Р. М. Мурадян</i>	237
Спектр планетарной туманности IC 4997 в ближней инфракрасной области <i>Р. И. Носкова</i>	249
Нд-эмиссионные следы внутри и около NGC 7000 <i>Г. Велик</i>	261
Непрерывное излучение газовой туманности за лаймановским пределом <i>Г. Т. Болтова, Г. С. Хромов</i>	269
О каскадном процессе в сильных магнитном и электрическом полях в астрофизических условиях <i>Я. И. Альбер, Э. Н. Кротова, В. Я. Эйджан</i>	283
О нестационарной проблеме Релея для замагниченной плазмы <i>А. А. Абрамов, А. С. Альперович</i>	293
Электромагнитные волны в релятивистской плазме с сильным магнитным полем <i>Е. В. Суворов, Ю. В. Чулунов</i>	303
О равновесии и устойчивости дипольных гингсберльцевидных фигур распределения вращающейся межзвездной среды <i>М. Г. Абрамян, С. А. Каплан</i>	319
О движениях звезд в нестационарном гравитационном поле формирующейся галактики <i>В. А. Антонов, А. П. Осипков, А. Д. Чернин</i>	335
Охлаждение белых карликов <i>Г. С. Аджян</i>	347
Поиски инфракрасных звезд в открытых звездных скоплениях <i>Р. А. Варданян</i>	351

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К проблеме фрагментации галактик	<i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i>	353
Переменность объекта Маркарян 388	<i>К. А. Саакян</i>	356
Карликовые галактики типа Скульптора в окрестностях ярких галактик <i>Ф. Бернтен, В. Е. Караченцева, И. П. Костюк</i>		358
О некоторой характеристике спиралей со звездообразными ядрами <i>С. Г. Искударян</i>		362
Моделирование горизонтальной ветви шаровых скоплений <i>А. М. Эйзенсон, Н. Н. Самуэль</i>		365

Выпуск 3

Морфологическое исследование 40 галактик Маркаряна <i>Ф. Бернтен, А. Т. Каллозян</i>		369
Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>		377
Поляризационные наблюдения компактных внегалактических объектов <i>М. К. Бибалджаниянц, В. А. Гатен-Торн</i>		385
Ультрафиолетовая спектрофотометрия группы горячих звезд в Парусах <i>Г. А. Гурвадян, Р. Х. Оганесян</i>		397
Уравнения переноса электромагнитного излучения и возбуждения ленгмюровской турбулентности при распадном взаимодействии	<i>Р. Д. Ломадзе</i>	407
Бальмеровский декремент в среде, просвеченной мощным излучением <i>С. А. Каплан, В. В. Кулинич</i>		421
Нестационарный перенос излучения в рассеивающих средах <i>Н. Н. Роговцов, А. М. Самсон</i>		435
Некогерентное рассеяние. V <i>М. С. Геворкян, Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян</i>		455
О непрерывном спектре звезд типа Вольфа-Райе	<i>В. П. Рыльков</i>	473
Эллипсоидальные фигуры равновесия межзвездной среды в сферических галактиках	<i>М. Г. Абрамян</i>	487
К теории рассеивающих фотосфер	<i>В. В. Соболев</i>	499
Объекты Хердига-Аро и постфлуоры	<i>А. Л. Гюльбуздаян</i>	511
Быстро вращающиеся массивные белые карлики <i>Г. С. Аджян, Ю. А. Вартамян</i>		517
Переходное излучение и пекулярные туманности	<i>Г. А. Гурвадян</i>	531
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Динамическая эволюция и неустойчивость систем типа Тrapeции <i>А. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян</i>		551

Инфракрасные наблюдения области скопления NGC 7419	<i>Р. А. Варламян, А. Г. Азвердян</i>	554
Ядра и области III	<i>С. Г. Искусарян</i>	555
Об одном методе построения бессловных магнитных полей	<i>В. А. Ошерович</i>	559
Сверхновая в анонимной галактике	<i>А. К. Ерастова</i>	561

Выпуск 4

UBV Фотометрия испаряющихся звезд	<i>О. С. Чавуцян, А. Т. Гарибджамин</i>	565	
Новые H α -эмиссионные звезды в области туманностей IC 5068--70 и NGC 7000	<i>М. К. Цветков</i>	579	
Спектрофотометрия двух «ультрафиолетовых» звезд, обнаруженных «Орконом-2»	<i>Г. А. Гурладян, Дж. Б. Оганесян</i>	585	
Затменная система V 444 Cyg (WN 5+06) в свете эмиссионных линий HeII 4686, (HeII+H α) 6563, NIV 7112	<i>Х. Ф. Халилуллин, А. М. Черепанчик</i>	595	
О физических условиях в туманности NGC 2359	<i>И. Ф. Малов, В. С. Артюх, В. М. Малофеев</i>	609	
Четырехцветная поверхностная фотометрия галактик Маркаряна III	<i>Галактики № 11, 12, 13</i>	<i>Ф. Бернсен, А. Т. Каллоян</i>	617
Спектры галактик высокой поверхностной яркости	<i>В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терещих</i>	631	
О возможном механизме оптической переменности ядер сейфертовских галактик	<i>В. А. Гаген-Торн</i>	637	
Затмение трех галактик Маркаряна Луною на частоте 327 МГц	<i>В. А. Санамян, Гопал Кришна</i>	645	
Распределение галактик в Ягеллонской площадке	<i>А. М. Фессинка</i>	651	
Квазисимптотические решения задачи переноса излучения в слое конечной оптической толщины. I. Консервативное рассеяние	<i>М. А. Мнацаканян</i>	659	
Космические лучи от пульсаров	<i>Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чуберян, Р. М. Авакян, Г. П. Алошжану</i>	679	
Гравитационное поле плоского однородного слоя	<i>Р. М. Авакян, Я. Горский</i>	689	
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ			
Поиск переменности излучения квазаров 3C 273 и 3C 279 на частоте 408 МГц	<i>В. Г. Малцмян, В. А. Санамян</i>	699	
ОБЗОРЫ			
Модели атмосфер нормальных звезд	<i>А. С. Любимков</i>	705	

INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamtan M. G.</i> The ellipsoidal figure equilibrium of interstellar medium inside the spheroidal galaxies	487
<i>Abrahamtan M. G., Kaplan S. A.</i> The equilibrium figures of interstellar medium in spheroidal galaxies	121
<i>Abrahamtan M. G., Kaplan S. A.</i> On the equilibrium and stability of two sheet hyperboloidal figures of rotating interstellar medium	319
<i>Abramov L. A., Alperovitch L. S.</i> On the nonstationary Rayleigh problem for strongly magnetized plasma	293
<i>Akhverdian L. K.</i> (see <i>Vardantun R. A.</i>)	553
<i>Alber Yu. I., Krotova Z. N., Eldman V. Yu.</i> On the cascade process in the strong magnetic and electric fields in astrophysical conditions	283
<i>Aloyants G. P.</i> (see <i>Avuktan R. M.</i>)	109
<i>Aloyants G. P.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	671
<i>Alperovitch L. S.</i> (see <i>Abramov L. A.</i>)	293
<i>Ambartsumyan V. A., Arp H. C., Houg A. A., Mtrzoian L. V.</i> Some remarks on compact groups of compact galaxies	193
<i>Antonov V. A., Ostapkov L. P., Chernin A. D.</i> On star motions in the non-steady gravitational field of primordial protogalaxy	335
<i>Arakeltan M. A., Dibay E. A., Yezhov V. F.</i> The spectral observations of galaxies of high surface brightness. I	15
<i>Arakeltan M. A., Dibay E. A., Yezhov V. F.</i> The spectral observations of galaxies of high surface brightness. II	377
<i>Arp H. C.</i> (see <i>Ambartsumyan V. A.</i>)	193
<i>Artykh V. S.</i> (see <i>Mulou I. F.</i>)	609
<i>Avuktan R. M., Avettian A. K., Aloyants G. P., Sahaktan G. S., Sedrakian D. M., Chubartan E. V.</i> The magnetosphere of the barionic stars. I. Symmetrical rotator	109
<i>Avuktan R. M., Horský J.</i> The gravitational field of the homogeneous plane disk	689

<i>Avuktan R. M.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	679
<i>Avetislan A. K.</i> (see <i>Avuktan R. M.</i>)	109
<i>Babadzhanunts M. K., Hagen-Thorn V. A.</i> Polarimetric observations of a compact extragalactic object	385
<i>Baler F. W., Tiersch H.</i> Compact groups of compact galaxies. V	221
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> A four-colour surface photometry of Markarian galaxies, II. Galaxy No. 10	5
<i>Borngen F., Karachentseva V. E., Kostyuk I. P.</i> The sculptor-type dwarfs in the vicinity of bright galaxies	358
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> Morphological investigation of 40 Markarian galaxies	369
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> A four-colour surface photometry of Markarian galaxies, III. Galaxies No. 11, 12 and 13	593
<i>Bulgova G. T., Khromov G. S.</i> Continuous emission from the gaseous nebula beyond the Lyman limit	269
<i>Bruk Yu. M.</i> The crystalline cores and Pomeranchuk effect in the neutron stars	97
<i>Chuvushlan H. S., Gharibjanian A. T.</i> UBV-photometry of flare stars in Pleiades	565
<i>Cherepashchuk A. M.</i> Four-colour narrow-band photoelectric observations of Wolf-Rayet eclipsing binary CV Ser	49
<i>Cherepashchuk A. M.</i> (see <i>Khalitulin Kh. Ph.</i>)	593
<i>Chernin A. D.</i> (see <i>Antonov V. A.</i>)	335
<i>Chubarlan E. V.</i> (see <i>Avuktan R. M.</i>)	109
<i>Chubarlan E. V.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	679
<i>Chugunov Yu. V.</i> (see <i>Suvorov E. V.</i>)	305
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakellian M. A.</i>)	15
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakellian M. A.</i>)	377
<i>Duroshenko V. T., Terebizh V. Yu.</i> The spectra of galaxies of high surface brightness	631
<i>Eidman V. Ya.</i> (see <i>Alber Yu. I.</i>)	283
<i>Eitgenon A. M., Samus N. N.</i> Modeling of horizontal branch of globular clusters	365
<i>Erastova L. K.</i> Supernova in anonymous galaxy	561
<i>Fessenko L. M.</i> The distribution of galaxies in the Jagellonian field	651

<i>Garfiban G. M., Yung S.</i> On the problem of X-ray radiation generated by a fast charge on single atoms and molecules	161
<i>Gevorgan M. S., Yengibartun N. B., Nisoghossian A. G.</i> Non-coherent scattering. V	445
<i>Gharibjantun A. T.</i> (see <i>Chavushian N. S.</i>)	565
<i>Grachov S. I., Grinin V. P.</i> Analysis of line profiles in the QSO PHL 5200 spectrum	33
<i>Grinin V. P.</i> (see <i>Grachov S. I.</i>)	33
<i>Gurzadyan G. A.</i> Transition radiation and peculiar nebulae	531
<i>Gurzadyan G. A., Ohanessyan R. Kh.</i> Ultraviolet spectrophotometry of a group of hot stars in Vela	397
<i>Gurzadyan G. A., Ohanessyan J. B.</i> Spectrophotometry of two "ultraviolet" stars, discovered by "Orion-2".	585
<i>Gyulbudagyan A. L.</i> Herbig-Haro objects and postfluors	511
<i>Hagen-Thorn V. A.</i> (see <i>Bubadziantants M. K.</i>)	385
<i>Hagen-Thorn V. A.</i> On a possible mechanism of the optical variability of the nuclei of Seyfert galaxies	637
<i>Hajlan G. S.</i> The cooling of the white dwarfs	317
<i>Hajlan G. S., Vartanun Yu. L.</i> Rapid rotating massive white dwarfs	517
<i>Heidmann J., Kalloghlian A. T.</i> Pairs of one Markarian and one compact galaxy	229
<i>Houg G. A.</i> (see <i>Ambartsunian V. A.</i>)	193
<i>Horsky J.</i> (see <i>Avakian R. M.</i>)	689
<i>Iskudartun S. G.</i> On some characteristics of spirals with the starlike nuclei	362
<i>Iskudartun S. G.</i> The nuclei and the H II regions	556
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	5
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Heidmann J.</i>)	229
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	617
<i>Kaplan S. A., Kultnich V. V.</i> Balmer decrement in medium which is made transparent by very powerful radiation	421
<i>Kaplan S. A.</i> (see <i>Abrahamian M. G.</i>)	121
<i>Kaplan S. A.</i> (see <i>Abrahamian M. G.</i>)	319
<i>Kurachantsseva V. E.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	358
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Sahakian K. A.</i>)	207

<i>Khulultn Kh Ph., Cherepushchuk A. M.</i> The occultation system V444 Cyg (WW 5-6) the light of emission lines He II 4686. (He II-H _β) 6563, N IV 7112	593
<i>Khromov G. S.</i> (see <i>Bolgova G. T.</i>)	269
<i>Kostyuk I. P.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	358
<i>Krishna G.</i> (see <i>Sanamlan V. A.</i>)	
<i>Krotova Z. N.</i> (see <i>Alber Yu. I.</i>)	283
<i>Kultntch V. V.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	421
<i>Lomudze R. D.</i> Equations for the nonlinear transfer of electromagnetic radiation and excitation of Langmuir turbulence at the decay interaction	409
<i>Lyubimkov L. S.</i> The model of atmosphere of normal stars	
<i>Malov I. F., Artyuk V. S., Malofeev V. M.</i> On the physical conditions in NGC 2359	609
<i>Malofeev V. M.</i> (see <i>Malov I. F.</i>)	609
<i>Mulmlan V. G., Sanamlan V. A.</i> On variability of the flux density of the 3C 380 at 408 MHz	153
<i>Mulmlan V. G., Sanamlan V. A.</i> A search of the variability of the QSO 3C 273 and 3C 279 at 408 MHz	699
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Vardantian R. A.</i>)	21
<i>Mirzoyan L. V., Mnatsakanian M. A.</i> Dynamical evolution and instability of the trapezium type systems	551
<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	193
<i>Mnatsakanian M. A.</i> The quasiasymptotic solutions of the radiative transfer problem in an optically finite shell. I. Conservative scattering	659
<i>Mnatsakanian M. A.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	551
<i>Muradlan R. M.</i> On the origin of galaxy rotation in Ambartsumian's cosmogony	237
<i>Naghtner D. I., Selyukov K. I.</i> Transfer of line radiation in media with absorption profile varying with depth	61
<i>Nigoghossian A. G.</i> (see <i>Gevorkian M. S.</i>)	455
<i>Noskova R. I.</i> The spectrum of the planetary nebula IC 4997 in the near infrared	241
<i>Nurtdinov S. N.</i> Non-linear stationary density waves. I, Strong waves in homogeneous selfgravitating systems	135
<i>Ohanessyan R. Kh.</i> (see <i>Gurzadyan G. A.</i>)	397
<i>Ohanessyan J. B.</i> (see <i>Gurzadyan G. A.</i>)	385
<i>Ostpkov L. P.</i> (see <i>Antonov V. A.</i>)	335
<i>Osherovitch V. A.</i> On a method of constructing the force-free magnetic field	559

<i>Pavlov G. G.</i> The effect of orientation of atoms on absorption lines in a strong magnetic field	77
<i>Rilkov V. P.</i> The continuous spectra of WR type stars	473
<i>Rogovtsov N. N., Samson A. M.</i> The nonstationary radiation transfer in scattering media	439
<i>Rodionov V. I.</i> On the potential in the theory of the third quadratic integral of motion	145
<i>Sahakian G. S., Sedrakian D. M., Chubartan E. V., Avaktan R. M., Aloyants G. P.</i> Cosmic rays from pulsars	674
<i>Sahakian G. S.</i> (see <i>Avaktan R. M.</i>)	109
<i>Sahakian K. A., Khuchikyan E. Ye.</i> On one form of activity in galaxies . . .	207
<i>Sahakian K. A.</i> The variability of the object Markarian 388	356
<i>Samson A. M.</i> (see <i>Rogovtsov N. N.</i>)	439
<i>Samus N. N.</i> (see <i>Eigenson A. M.</i>)	365
<i>Sanamyan V. A., Venugopal V. R.</i> A search of variability of 3C 120 at 327 MHz	155
<i>Sanamyan V. A., Krishna G.</i> Occultation by moon of three Markarian galaxies 327 MHz	643
<i>Sanamyan V. A.</i> (see <i>Mulumyan V. G.</i>)	153
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Avaktan R. M.</i>)	109
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Sahakian G. S.</i>)	679
<i>Selyakov K. I.</i> (see <i>Nagirner D. I.</i>)	61
<i>Shulov O. S.</i> Magnetic fields in white dwarfs	16
<i>Sobolev V. V.</i> On the theory of scattering photospheres	419
<i>Shulman G. A.</i> On properties of cold dense matter with the imbedded overforced magnetic field	89
<i>Suvorov E. V., Chugunov Yu. V.</i> The electromagnetic waves in a relativistic plasma with a strong magnetic field	305
<i>Terebizh V. Yu.</i> On the luminosity function of quasi-stellar radio sources . .	157
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	
<i>Tiersch H.</i> (see <i>Buter F. W.</i>)	221
<i>Tsvetkov M. K.</i> New H ₂ -emission stars in the region of nebulae IC 5068-70 and NGC 7000	579
<i>Vardanian R. A.</i> A search of infrared stars in open star clusters	351
<i>Vardanian R. A., Melik-Alaverdian Yu. K.</i> Some properties of Markarian galaxies	21

<i>Vardanian R. A., Akhverdian L. G.</i> Infrared observations of the field cluster NGC 7419	553
<i>Vartanian Yu. L.</i> (see <i>Hadjtan G. S.</i>)	517
<i>Weltn G.</i> H ₂ -emission stars in and near NGC 7000. II	261
<i>Venugopal V. R.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i>)	155
<i>Vorontsov-Velyaminov B. A.</i> On the problem of fragmentation of galaxies	355
<i>Yang S.</i> (see <i>Garibian G. M.</i>)	161
<i>Yengibartun N. B.</i> (see <i>Gevorkian N. B.</i>)	455
<i>Yastpov V. F.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	15
<i>Yastpov V. F.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	377

CONTENTS

Number 1

A four-colour surface photometry of Markarian galaxies II. Galaxy No. 10 <i>F. Borngen, A. T. Kalloghlian</i>	5
The spectral observations of galaxies of high surface brightness. I. <i>M. A. Arakellian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov</i>	15
Some properties of Markarian galaxies <i>R. A. Vardantun, Yu. K. Melik-Aluverdian</i>	21
Analysis of line profiles in the QSO PHL 5200 spectrum <i>S. I. Grachov, V. P. Grinin</i>	33
Four-colour narrow-band photoelectric observations of Wolf-Rayet eclipsing binary CV SER <i>A. M. Cherepashchuk</i>	49
Transfer of line radiation in media with absorption profile varying with depth <i>D. I. Nagirner, K. I. Selyakov</i>	61
The effect of orientation of atoms on absorption lines in a strong magnetic field <i>G. G. Pavlov</i>	77
On properties of cold dense matter with the imbedded overforced magnetic field <i>G. A. Shulman</i>	89
The crystalline cores and Pomeranchuk effect in the neutron stars <i>Yu. M. Bruk</i>	97
The magnetosphere of the barionic stars. I. Symmetrical rotator <i>R. M. Avaktan, A. K. Avetisyan, G. P. Aloyants, G. S. Sahakian, D. M. Sedrakyan, E. V. Chubartan</i>	109
The equilibrium figures of interstellar medium in spheroidal Galaxies <i>M. G. Abrahamian, S. A. Kaplan</i>	121
Non-linear stationary density waves. I. Strong waves in homogeneous self-gravitating systems <i>S. N. Nurtdinov</i>	135
On the potential in the theory of the third quadratic integral of motion <i>V. I. Rodionov</i>	145

NOTES

- On variability of the flux density of the 3C 380 at 408 MHz
V. G. Malumtun, V. A. Sunamtun 153
- A search of variability of 3C 120 at 327 MHz
V. A. Sunamtun, V. R. Venugopal 155
- On the luminosity function of quasi-stellar radio sources
V. Yu. Terebizh 157
- On the problem of X-ray radiation generated by a fast charge on single atoms
and molecules G. M. Gartblan, S. Yang 161

REVIEWS

- Magnetic fields in white dwarfs O. S. Shulov 163

N u m b e r 2

- Some remarks on compact groups of compact galaxies
V. A. Ambartsumian, H. C. Arp, A. A. Houg, L. V. Mirzoyan 193
- On one form of activity in galaxies K. A. Sahakian, E. Ye. Khuchikyan 207
- Compact groups of compact galaxies, V. F. W. Baler, H. Tiersch 221
- Pairs of one Markarian and one compact galaxy
J. Heidmann, A. T. Kulloghlian 229
- On the origin of galaxy rotation in Ambartsumian's cosmogony
R. M. Muradtun 237
- The spectrum of the planetary nebula IC 4997 in the near infrared
R. I. Nuskova 249
- H α -emission stars in and near NGC 7000. II. G. Weltn 261
- Continuous emission from the gaseous nebula beyond the Lyman limit
G. T. Bolgova, G. S. Khromov 269
- On the cascade process in the strong magnetic and electric fields in astrophysical
conditions Ya. I. Alber, Z. N. Krotova, V. Ya. Eldman 283
- On the non-stationary Rayleigh problem for strongly magnetized plasma
L. A. Abramov, L. S. Alperovitch 293
- The electromagnetic waves in a relativistic plasma with a strong magnetic field
E. V. Suvorov, Yn. V. Chugunov 305
- On the equilibrium and stability of two sheet hyperboloidal figures of rotating
interstellar medium M. G. Abrahamian, S. A. Kaplan 319
- On star motions in the non-steady gravitational field of primordial protogalaxy
V. A. Antonov, L. P. Osipkov, A. D. Chernin 335
- The cooling of the white dwarfs G. S. Hajtan 317
- A search of infrared stars in open star clusters R. A. Vardantun 351

NOTES

On the problem of fragmentation of galaxies	<i>B. A. Vorontsov-Velyaminov</i>	355
The variability of the object Markarian 388	<i>K. A. Sahakyan</i>	356
The sculptor-type dwarfs in the vicinity of bright galaxies <i>F. Börngen, V. E. Karuchentseva, I. P. Kostyuk</i>		358
On some characteristics of spirals with the starlike nuclei <i>S. G. Iskudartan</i>		362
Modeling of horizontal branch of globular clusters <i>A. M. Etgenzon, N. N. Samus</i>		365

N u m b e r 3

Morphological investigation of 40 Markarian galaxies <i>F. Börngen, A. T. Kaloglyan</i>		364
The spectral observations of galaxies of high surface brightness. II <i>M. A. Arakel'tan, E. A. Diba'y, V. F. Yest'ov</i>		377
Polarimetric observations of compact extragalactic object <i>M. K. Babudzyants, V. A. Hugen-Thorn</i>		385
Ultraviolet spectrophotometry of a group of hot stars in Vela [*] <i>G. A. Gurzadyan, R. Kh. Ohanesyan</i>		397
Equations for the nonlinear transfer of electromagnetic radiation and excitation of Langmuir turbulence at the decay interaction	<i>R. D. Lomudze</i>	404
Balmer decrement in a medium which is made transparent by very powerful ra- diation	<i>S. A. Kaplan, V. V. Kul'nich</i>	421
The nonstationary radiation transfer in scattering media <i>N. N. Rogovtsov, A. M. Samson</i>		439
Non-coherent scattering. V. <i>M. S. Gevorgyan, N. B. Yengiburlan, A. G. Nicoghossian</i>		455
The continuous spectra of WR type stars	<i>V. P. Rilkov</i>	473
The ellipsoidal figure equilibrium of interstellar medium inside the spheroidal galaxies	<i>M. G. Abrahamyan</i>	487
On the theory of scattering photospheres	<i>V. V. Sobolev</i>	499
Herbig-Haro objects and postfluors	<i>A. L. Gyulbudaghyan</i>	511
Rapid rotating massive white dwarfs	<i>G. S. Hajtan, Yu L. Vartanun</i>	517
Transition radiation and peculiar nebulae	<i>G. A. Gurzadyan</i>	531

NOTES

Dynamical evolution and instability of the trapezium type systems <i>L. V. Mirzoyan, M. A. Mnatsakanian</i>		551
--	--	-----

Infrared observations of the field cluster NGC 7419 <i>R. A. Varduntan, L. G. Akhverdian</i>	553
The nuclei and the HII regions	<i>S. G. Iskudarian</i> 556
On a method of constructing the force-free magnetic fields	<i>V. A. Oscherovich</i> 559
Supernova in anonymous galaxy	<i>L. K. Erastova</i> 561

N u m b e r 4

UBV-photometry of flare stars in Pleiades <i>H. S. Chuvushlan, A. T. Ghurbjuntan</i>	565
New H_2 -emission stars in the region of nebulae IC 5058-70 and NGC 7000 <i>M. K. Tsvetkov</i>	579
Spectrophotometry of two „ultraviolet“ stars, discovered by „Orion-2“ <i>G. A. Gurzadyan, J. B. Ohanesyan</i>	585
The occultation system V ₁₁₁ Cyg (WW5+6) the light of emission lines He II 4686, (He II H ₂) 6563, NIV 7112) <i>Kh. Ph. Khulitulin, A. M. Cherepaschuk</i>	593
On the physical conditions in NGC 2359 <i>I. F. Malov, V. S. Artyukh, V. M. Malofeev</i>	609
A four-colour surface photometry of Markarian galaxies III Galaxies No. 11, 12 and 13	<i>F. Borngen, A. T. Kulloghlian</i> 617
The spectra of galaxies of high surface brightness <i>V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebith</i>	631
On a possible mechanism of the optical variability of the nuclei of Seyfert galaxies	<i>V. A. Hagen-Thorn</i> 637
Occultation by Moon of three Markarian galaxies at 327 MHz <i>V. A. Sanamtan, Gopal Krishna</i>	643
The distribution of galaxies in the Jagellonian field	<i>L. M. Fessenko</i> 651
The quasiasymptotic solutions of the radiative transfer problem in an optically finite shell. I. Conservative scattering	<i>M. A. Mnatsakanian</i> 659
Cosmic rays from pulsars <i>G. S. Suhakian, D. M. Sedrakian, E. V. Chubarian, R. M. Avaktan, G. P. Aloyants</i>	679
The gravitational field of the homogeneous plane disk <i>R. M. Avaktan, J. Horsky</i>	689
NOTES	
A search of the variability of the QSO 3C 273 and 3C 279 at 408 MHz <i>V. H. Malumtun, V. A. Sanamtan</i>	699
REVIEWS	
The model of atmosphere of normal stars	<i>L. S. Lyubimkov</i> 703

CONTENTS

UBV—PHOTOMETRY OF FLARE STARS IN PLEIADES	565
<i>H. S. Chavushian, A. T. Gharibjanian</i>	
NEW H _α -EMISSION STARS IN THE REGION OF NEBULAE IC 5068—70 AND NGC 7000	579
<i>M. K. Tsvetkov</i>	
SPECTROPHOTOMETRY OF TWO „ULTRAVIOLET“ STARS, DISCOVERED BY „ORION-2“	585
<i>G. A. Gurzadyan, J. B. Ohanesyan</i>	
THE ECLIPSING SYSTEM V444 CYG (WN5+O6) IN THE LIGHT OF EMIS- SION LINES He II 4686, (He II + H _α) 6563, NIV 7112	593
<i>Kh. Ph. Khaliulin, A. M. Cherepaschuk</i>	
ON THE PHYSICAL CONDITIONS IN NGC 2359	609
<i>I. F. Malov, V. S. Artyukh, V. M. Malofeev</i>	
A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. III. GALAXIES No. 11, 12 AND 13	617
<i>F. Börngen, A. T. Kalloghltan</i>	
THE SPECTRA OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS	631
<i>V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh</i>	
OCCULTATION BY MOON OF THREE MARKARIAN GALAXIES AT 327 MHz	637
<i>V. A. Sanamian, Gopal-Krishna</i>	
ON A POSSIBLE MECHANISM OF THE OPTICAL VARIABILITY OF THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES	643
<i>V. A. Hagen-Thorn</i>	
THE DISTRIBUTION OF GALAXIES IN THE JAGELLONIAN FIELD	651
<i>L. M. Fessenko</i>	
THE QUASIASYMPTOTIC SOLUTIONS OF THE RADIATIVE TRANSFER PROBLEM IN AN OPTICALLY FINITE SHELL. I. CONSERVATIVE SCATTERING	659
<i>M. A. Mnatsakanian</i>	
COSMIC RAYS FROM PULSARS	679
<i>G. S. Sahakian, D. M. Sedrakian, E. V. Chubartian, R. M. Avakian, G. P. Alojants</i>	
THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE HOMOGENEOUS PLANE DISK	689
<i>R. M. Avakian, J. Horsky</i>	
NOTES	
A SEARCH OF THE VARIABILITY OF THE QSO 3C 273 AND 3C 279 AT 408 MHz	699
<i>V. H. Malumian, V. A. Sanamian</i>	
REVIEWS	
MODEL ATMOSPHERES FOR NORMAL STARS	703
<i>L. S. Lyubimkov</i>	