

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. II	<i>В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чаушян, Л. К. Ерастова</i>	319
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА И БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ	<i>Г. В. Зайцева</i>	333
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД. II. О СПЕКТРЕ RW ВОЗНИЧЕГО В ОБЛАСТИ 3080—6100 А	<i>Д. Шалонж, Л. Диван, А. В. Мирзоян</i>	345
РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СН ЛЕБЕДЯ ЗА 1967— 1969 ГОДЫ	<i>Г. Н. Джимшелейшвили</i>	363
О ДВИЖЕНИИ ВЕЩЕСТВА В ОБОЛОЧКЕ Р ЛЕБЕДЯ	<i>Е. Р. Астафьев</i>	377
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР	<i>Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман</i>	389
КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФОТО- МЕТРИЯ NGC 3031 МЕТОДОМ ЭКВИДЕНСИТ	<i>В. Хейнер, Э. Кадла, Н. Рихтер, А. Стругацкая</i>	407
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИ- ЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ	<i>В. А. Домбровский, М. К. Бабаджанянц, В. А. Газен-Торн, С. М. Гуткевич</i>	417
СООТНОШЕНИЕ УГЛОВОЙ ДИАМЕТР—КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ ДЛЯ БО- ГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК	<i>Г. Паал</i>	435
КВАЗИЗВЕЗДНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ И ОПТИЧЕСКИЕ КВАЗИЗВЕЗД- НЫЕ ОБЪЕКТЫ	<i>М. А. Аракелян</i>	457
ВРАЩАЮЩИЕСЯ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНО- НОСТИ	<i>Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	467
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕ- М СО СФЕРОИДАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ	<i>В. Л. Афанасьев</i>	481
СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ В S-ПРОЦЕССЕ	<i>В. С. Шорин, В. М. Грибуниш, В. Н. Кононов, И. И. Сидорова</i>	489
О НЕЛИНЕЙНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО- ГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ	<i>С. А. Киплан, Г. М. Хапланов, Ю. Г. Хронополо</i>	501
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ HARO 18 В ПЛЕЯДАХ	<i>Э. С. Парсмян</i>	507

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն կ ո լ է գ ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Ա. Դոմբրովսկի, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկն

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. А. Домбровский,
Я. Б. Зельдович, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян, 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 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.

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համադրի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդագիրը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեթոլուսարդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. II

В. А. АМБАРЦУМЯН, А. В. МИРЗОЯН, Э. С. ПАРСАМЯН,
О. С. ЧАВУШЯН, А. К. ЕРАСТОВА

Поступила 20 марта 1971

Приводятся результаты наблюдений вспышек звезд в Плеядах, выполненных в Бюракане зимой 1969—1970 гг. и частично во второй половине 1970 г. Они дополнены наблюдениями, произведенными в Асиаго и Конколи. Из 44 новооткрытых вспыхивающих звезд 14 обнаружены на пластинках 40", 11— на пластинках 21" телескопов системы Шмидта Бюраканской обсерватории, 15— в Асиаго, 2— на обсерватории Конколи, одна — независимо в Бюракане и Асиаго и одна — одновременно на двух телескопах в Бюракане.

Полное число уже известных вспыхивающих звезд в районе Плеяд (16 квадратных градусов) достигает 208. Некоторые из них, вероятно, не являются членами этого скопления. Для нижней границы полного числа вспыхивающих звезд в этой области получается оценка порядка 700. Приведены данные, свидетельствующие в пользу сильных, но медленных изменений активности некоторых вспыхивающих звезд в Плеядах.

В Приложении представлены данные о вспышках звезд в Плеядах, обнаруженных в Бюракане после сдачи статьи в печать.

Настоящая статья содержит общие результаты наблюдений вспышек в Плеядах, произведенных в течение осенне-зимнего сезона 1969—1970 гг., и часть результатов наблюдений, выполненных во второй половине 1970 г. в Бюраканской обсерватории, а также в Асиаго и Конколи. Так же, как и в первой работе этой серии [1], в ней делаются некоторые выводы о совокупности вспыхивающих звезд в Плеядах, основанные не только на бюраканских наблюдениях, но и на всех имеющихся данных о вспышках в этом скоплении.

1. *Новые данные о вспышках в Плеядах.* В табл. 1 приводятся в обычной форме данные о новооткрытых вспыхивающих звездах. При этом мы продолжаем нумерацию открываемых вспыхивающих звезд,

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда (HIP)	α (1900)	δ (1900)	m_{PK}	Δm_{PK}	Дата вспышки	Телескоп	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8	9
167	3133	$3^h 37^m.5$	$24^{\circ} 34'$	19.0	0.9	18.10.68	40 ⁿ	
168		36.9	25 43	19.5	3.8	19.10.68	40	
169		45.7	21 59	19.5	4.5	20.12.68	21	
170		37.6	22 40	17.0	1.2	15.08.69	40	
171		45.8	23 55	15.8	0.8	15.08.69	40	
172		36.1	22 38	18:?	4.7	11.09.69	24	[6]
173		37.2	22 29	17.0	3.5	11.09.69	40	
174		36.8	23 03	19.6	2.3	11.09.69	40	
175		40.9	24 54	17.5	0.7	15.09.69	24	[6]
176		43.0	24 36	19:	3.5	16.09.69	24	[6]
177		31:0	22 26	15.7	1.6	18.09.69	21	
178		47.1	25 14	17.7	2.7	18.09.69	40	
179		38.6	24 22	18.0	3.2	19.09.69	40	
180		41.0	25 04	17.1	2.1	20.09.69	40	
181		35.1	22 02	17.8	3.3	21.09.69	21,24	[6]
182		46.9	25 01	19:	2.4	4.10.69	24	[6]
183		50.2	25.12	(18	2.3	10.10.69	24	[6]
184		39.3	22 44	18:	2.3	12.10.69	24	[6]
185		42.6	23 40	20.0	4.4	13.10.69	21	
186		41.7	24 09	19:	2.9	14.10.69	24	[6]
187	41.0	22 57	16.5	1.2	15.10.69	24	[6]	
188	34.2	24 05	18:	2.5	17.10.69	24	[6]	
189	43.3	23 45	16.5	2.8	19.10.69	24	[6]	
190	49.7	22 31	16.1	1.3	21.10.69	24	[6]	
191	45.6	21 48	17.6	2.2	9.11.69	21		
192	42.8	24 19	20.5	5.7	13.11.69	21		
193	42.8	24 49	16.6	0.5	10.11.69	21		
194	42.2	23 20	20.0	5.2	10.11.69	21		
195	1094	40.7	23 39	14.6	1.4	10.11.69	26	[8]
196	39.3	24 15	17.5	4.0	13.11.69	21		
197	39.9	25 33	17.0	2.1	1.12.69	24	[6]	
198	42.2	26 02	19:	5.7	2.12.69	24	[6]	
199	41.4	22 03	20.0	5.1U	10.12.69	21		
200	1172	40.9	23 59	15.9	0.7	1.01.70	40	
201	45.9	23 45	18.5:	5.2	1.01.70	24	[6]	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
202		3 ^h 39 ^m .3	23° 03'	19.0	4.0	9.01.70	40	
203		39.8	24 20	17.6	3.3	9.01.70	40	
204		32.0	22 22	(17.5)	3.0	3.02.70	24	[6]
205		35.7	24 47	19.4	5.1U	10.09.70	40	
206	1038	32.3	23 15	16.8	0.5	10.09.70	40	
207		42.7	24 42	18.1	2.6	10.09.70	40,21	
208		43.7	24 00	19.4	5.3	29.09.70	21	
209		41.6	25 57	19.4	5.2	30.09.70	21	
210		34.3	22 52	17.8	2.7	9.10.70	26	[8]

Примечание. 181 — Вспышка наблюдалась одновременно в Асиаго и Бюракане. 205 — Здесь приведена первая из двух наблюдаемых в Бюракане вспышек. Звезда замечательна тем, что вторая зарегистрированная ее вспышка наблюдалась одновременно на трех телескопах (двух телескопах в Бюракане и в обсерватории Конколи), причем на 40" телескопе был получен спектральный снимок вспышки с объективной призмой (табл. 2). Обращает на себя внимание, что в течение одного месяца прошли две вспышки со столь большой амплитудой.

которая была начата Г. Аро в его работах [2, 3], продолжена нами в работе [1] и вновь продолжена Г. Аро и его сотрудниками в работах [4, 5]. Кроме наших наблюдений в табл. 1 включены данные о 16 новых вспыхивающих звездах, открытых в 1969—1970 гг. Л. Пигатто и Л. Розино в обсерватории Асиаго [6]*. Последняя звезда печатаемого списка имеет номер 210, однако число известных звезд меньше на две, так как две звезды нашего списка [1] № 118 и № 121 были открыты Г. Аро вторично и получили с его стороны номера 148 и 152 [4]. Очевидно, это будет учтено при издании окончательного списка всех вспыхивающих звезд.

К настоящему времени суммарное время наблюдений вспыхивающих звезд на обсерваториях в Тонанцинтла, Асиаго, Бюракане и Конколи равно 1303^h. В том числе результаты, относящиеся к наблюдениям в Бюракане, приведенные в настоящей статье, получены на основе 80 часов наблюдений на 40" и 197 часов наблюдений на 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории.

Заметим также, что среди 208 вспыхивающих звезд, несомненно, имеются и такие, которые не являются физическими членами Плеяд. Например, вероятно, звезда III 2411 = № 55 входит в группу Гиад

* Одна из них независимо была открыта в Бюракане (см. примечание к табл. 1).

[7]. Вопрос о проектирующихся вспыхивающих звездах фона заслуживает подробного изучения.

2. *Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд.* Наряду с 44 новыми вспыхивающими звездами, обнаруженными в Бюракане, Асиаго и Будапеште (табл. 1), там же были зарегистрированы повторные вспышки ранее известных звезд. В табл. 2 приведены данные о них, за исключением повторных вспышек звезды № 18, которые отдельно приводятся в работе [9].

Таблица 2

ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда (H II)	α (1900)	δ (1900)	m_{PK}	Δm_{PK}	Дата вспышки	Теле- скоп	Литера- тура
16	1286	03 ^h 41 ^m 1	23° 18'	16 ^m 4	1 ^m 6	29.12.69	24"	[6]
25		42.6	21 54	15.2	0.9	27.09.70	21	
36		36.2	23 46	17.1	1.3	14.09.69	40	
					1.0	10.12.69	21	
48	1061	40.6	23 48	15.1	2.7	9.10.70	26	[8]
51	1827	42.4	23 40	15.9	1.3	6.12.69	21	
55	2411	43.7	24 01	15.5	1.4	10.10.69	24	[6]
					0.7	17.10.69	21	
					0.7	9.01.70	40	
					1.0	3.02.70	24	[6]
					0.6	11.10.7,	21	
62		33.9	24 56	16.0	2.1	1.01.70	40	
68	134	37.7	23 55	15.6	4.0	4.09.69	40	
102		34.6	24 50	19.0	3.9	17.10.69	24	[6]
103		36.9	23 08	16.27	2.5	2.09.70	21, 40	
108		44.0	25 06	14.8	1.5	19.10.69	24	[6]
111	3104	45.7	22 53	14.7	2.0	1.01.70	21	
118		37.3	24 20	17.5	3.6	6.12.69	21	
119		37.8	23 25	20.0	6.0	9.01.70	40	
139		38.7	23 12	17.8	2.7	23.02.68	40	
157	2144	43.1	23 26	16.4	1.2	19.09.69	40	
					1.6	22.09.69	40	
205		35.7	24 47	19.4	5.0	8.10.70	21, 26	[8], 40

На основании нашей табл. 2 и табл. 5 работы [4] составлен список всех звезд, для которых до сих пор обнаружены повторные

вспышки (табл. 3). Наряду с номером и фотографической величиной в ней для каждой звезды дается число наблюдаемых вспышек (k).

Таким образом, если не считать звезды НII 2411, из остальных 207 известных вспыхивающих звезд у 44 наблюдались повторные

Таблица 3

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ, ДЛЯ КОТОРЫХ
НАБЛЮДАЛИСЬ ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ

№	Звезда (НII)	m_{PK}	k	№	Звезда (НII)	m_{PK}	k
55	2411	15.5	61	25		15.2	2
18		16.8	12	27		19.0	2
8	357	14.5	9	39		16.7	2
14	906	15.9	6	48	1061	15.1	2
101		17.8	6	51	1827	15.9	2
17	1306	14.6	5	56	2601	16.0	2
21	1653	14.6	4	68	134	15.6	2
62		16.0	4	73	335	14.8	2
102		19.0	4	79		17.2	2
149	146	15.6	4	88	2193	15.1	2
157	2144	16.4	4	90		18.0	2
15	16	18.0	3	92		18.0	2
16	1286	16.4	3	93	2602	16.4	2
36		17.1	3	70	212	15.3	2
40		18.0	3	96		18.4	2
108		15.8	3	99		16.8	2
118		17.5	3	103		15.2	2
2		19.0	2	107	2208	15.3	2
5		18.6	2	111	3104	14.7	2
10		17.5	2	119		20.0	2
19	1531	14.4	2	121		18.1	2
20		20.2	2	139		17.8	2
				207		19.4	2

вспышки, из них у двадцати восьми звезд наблюдались по две вспышки, у шести — по три, у пяти звезд — по четыре, у одной — пять, у двух — по шести, у одной — девять и у одной — 12.

Исходя из простой формулы [1]

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}, \quad (1)$$

выведенной в предположении, что вероятность регистрации k вспы-

шек у случайно взятой вспыхивающей звезды представляется законом Пуассона, мы получим $n_0 = 474$. Отсюда для полного числа вспыхивающих звезд имеем $N = 681$. Здесь n_0, n_1, n_2 — соответственно числа вспыхивающих звезд, вспышки которых не зарегистрированы ни разу, один раз и два раза.

3. *Представление наблюдений двумя пуассоновскими распределениями.* Однако простое пуассоновское распределение

$$n_k = Ne^{-a} \frac{a^k}{k!} \quad (2)$$

ни при каком значении a не представляет удовлетворительно приведенные в табл. 3 значения чисел n_k . Но уже наложение двух пуассоновских распределений достаточно хорошо представляет числа n_k , что видно из табл. 4.

Таблица 4
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ n_k
ДУМЯ ПУАССОНОВСКИМИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ

k	Набл.	Выч.	k	Набл.	Выч.
0	—	485	4	5	3
1	163	163	5	1	2
2	28	29	6	2	2
3	6	6	>6	2	1

В последней строке табл. 4 представлены числа вспыхивающих звезд, у которых зарегистрировано больше шести вспышек.

Зачения n_k , приведенные в третьем столбце табл. 4, вычислены на основе сложения двух распределений Пуассона по формуле (20) нашей работы [1]. Из этих распределений первое соответствует параметрам $N_1 = 677$, $a_1 = 0.33$, а второе: $N_2 = 15$, $a_2 = 4.0$. Поскольку $a_1 = \nu_1 t$, $a_2 = \nu_2 t$, то можно утверждать, что среди звезд, для которых наблюдались повторные вспышки, имеется небольшая группа — около 15 звезд — с частотой, более чем в 10 раз превосходящей среднюю частоту вспышек. Практически все члены этой группы должны быть уже обнаружены и заключены в списки известных вспыхивающих. Делая этот вывод, мы фактически пренебрегаем тем, что в отношении части уже известных вспыхивающих звезд на некоторых обсервато-

риях предпринималась ревизия старых пластинок для обнаружения возможных пропущенных вспышек. Кроме того, наблюдатель невольно запоминает часть обнаруженных ранее вспыхивающих звезд и при поисках вспышек более внимательно просматривает их изображения. Эти два фактора повышают вероятность открытия повторных вспышек по сравнению с вероятностью обнаружения первой вспышки у до этого неизвестной как вспыхивающая звезды. Вследствие этого формула Пуассона должна была бы применяться в несколько измененном виде, с учетом этого различия в вероятностях. Здесь мы не учитываем степени влияния этого фактора на наши результаты, откладывая это до того времени, когда работа по ревизии существующих пластинок будет близка к окончанию. Заметим только, что согласно формуле (1) указанные явления ведут лишь к уменьшению получаемого значения n_0 . Поэтому можно лишь вновь подчеркнуть, что истинное значение n_0 вообще должно превосходить вычисленное на основе нашей теории, что подчеркивалось уже в [1].

4. *К статистике вспыхивающих звезд.* Имеющиеся данные о звездах в Плеядах позволяют в некоторой степени проверить сделанный ранее вывод о том, что все члены Плеяд слабее $V = 13^m.3$ (или $m_{\text{рк}} = 14^m.3$) являются вспыхивающими [1, 10]. Для примера возьмем совокупность звезд, приведенных в списке физических членов Плеяд [11], для которых данные в этом списке фотографические величины заключены в пределах от $14^m.50$ до $16^m.05$. Таких звезд оказалось 79. Сличение того же списка с полным списком из 207 известных вспыхивающих звезд показало, что среди них имеются 26 вспыхивающих звезд. Отсюда непосредственно следует, что в этой группе имеются 53 звезды, вспышки которых до сих пор не наблюдались. С другой стороны, исходя из значений чисел n_1 и n_2 звезд, входящих в ту же группу, у которых при этом наблюдается соответственно по одной и двум вспышкам, можно определить число n_0 по формуле (1). Поскольку в данном случае $n_1 = 13$ и $n_2 = 8$, имеем приблизительно $n_0 = 11$, т. е. истинное число членов, у которых не наблюдались вспышки, примерно в 5 раз больше, чем значение n_0 , определяемое по формуле (1). Конечно, числа n_1 и n_2 , используемые нами, очень малы, поэтому такое несоответствие с некоторой натяжкой может быть приписано случайным флуктуациям в значениях n_1 и n_2 . Вследствие этого, целесообразно попытаться вывести значение n_0 , исходя из всей статистики вспышек в нашей группе, т. е. найти те значения двух параметров формулы Пуассона, которые наилучшим образом представят все наблюдаемые числа $n_1, n_2, n_3, \dots, n_k$. Но так как числа

n_3, n_4, \dots еще меньше, будем искать те значения параметров N и a формулы Пуассона

$$n_k = Ne^{-a} \frac{a^k}{k!},$$

которые дадут наилучшие представления наблюдаемых трех чисел n_1, n_2 и $\sum_{k>3} n_k$, соответственно равных 11, 8, 5.

До этого, однако, заметим, что если мы примем за N полное число всех звезд нашей группы, т. е. положим $N = 79$, а следовательно $n_0 = 79 - 26 = 53$, тем самым уже определятся точные значения обоих параметров, т. е. $N = 79$ и $a = 0.40$. В этом предположении мы будем иметь теоретические значения n_1, n_2 и $\sum_{k>3} n_k$, которые представлены в нижеследующей таблице рядом с наблюдаемыми значениями:

n_k	Выч.	Набл.
n_0	53	—
n_1	21	13
n_2	4	8
$\sum_{k>3} n_k$	0.6	5

Совершенно очевидно, что сделанное предположение о значении $N = 79$ должно быть отвергнуто, и мы должны искать N и a такими, чтобы, как уже говорилось, представить наблюдаемые три числа наилучшим образом. Оказывается, что для этого надо принять $N = 37$ и $a = 1.2$. При этих значениях параметров имеем:

n_k	Выч.	Набл.
n_0	11	—
n_1	13	13
n_2	8	8
$\sum_{k>3} n_k$	4.4	5

При этом представлении получаем $n_0 = 11$, т. е. мы приходим к тому же значению n_0 , которое мы получили на основании простой формулы (1).

Если принять этот результат и не вносить никаких усложняющих предположений, то получается, что в эпоху наблюдений, использованных нами, вспыхивало только около половины звезд, входящих в выделенную нами группу членов Плеяд.

Можно предположить три возможные интерпретации этого важного вывода:

1. Не все звезды Плеяд слабее $V = 13^m3$ являются вспыхивающими в нашу эпоху, а только часть их (около половины). Поскольку мы использовали в наших расчетах лишь данные о ярких звездах ($m_{\text{рег}} \leq 16.0$), т. е. таких, которые по переживаемой стадии физической эволюции (а не по календарному возрасту) не сильно отличаются от звезд, у которых не наблюдаются вспышки, то среди них половина уже не вспыхивает. В таком случае можно допустить, что при переходе к более слабым звездам доля вспыхивающих приблизится к ста процентам.

2. Большая часть вспыхивающих звезд обладает некоторой цикличностью вспышечной деятельности, с длительностью периодов порядка десятилетия и даже больше, причем более половины времени активность звезды в несколько раз меньше „усредненной активности“. Само собой разумеется, что периодичность этих изменений не является необходимым допущением. Можно даже допустить, что эти изменения происходят не строго циклично.

3. Звезды нашей группы являются двойными, причем вспыхивают не главные компоненты, а их слабые спутники. У тех звезд, спутники которых очень слабы, точнее, у которых спутники даже при наиболее интенсивных вспышках слабы, мы не сможем наблюдать вспышек.

5. *Гипотеза о цикличности вспышечной активности.* Из перечисленных трех предположений, вследствие недостаточности фактических данных, нам трудно выбрать окончательное решение. Заметим, однако, что третье предположение является несколько искусственным. Более того, приняв его, мы фактически склоняемся к выводу, что полное число слабых звезд в Плеядах в три или четыре раза больше первоначальной минимальной оценки. Что касается других двух предположений, то они требуют не более чем удвоения первоначальной оценки. Заметим, тем не менее, что возможность объяснения вспышек по крайней мере некоторых звезд, вспышками их близких физических или оптических спутников не исключена. Поэтому проверка всех членов Плеяд на двойственность является актуальной задачей.

Хотя нам трудно привести аргументы против первой гипотезы, заметим, что имеются данные, говорящие в пользу остающейся второй. Они заключаются в том, что можно привести, по крайней мере,

несколько примеров звезд, для которых наблюдения почти прямо указывают на наличие изменений активности.

Так, систематические наблюдения вспышек в Плеядах были, как известно, начаты проф. Г. Аро в обсерватории Тонантцитла в февралю 1963 года, причем первые вспышки были обнаружены 15 февраля. Это были три звезды: №№ 5, 55 (HIP 2411) и 14 (HIP 906). При этом вспышка звезды № 14 имела амплитуду в ультрафиолете равную 3^m0 . На следующую ночь была обнаружена вторая вспышка той же звезды с амплитудой 2^m0 . Осенью 1963 года у той же звезды № 14 были обнаружены еще две вспышки с амплитудами 1^m5 и 1^m0 . Наконец, в 1965 году была обнаружена еще одна вспышка с амплитудой 0^m8 . В 1966 и 1967 гг. у этой звезды вспышек не наблюдалось и лишь в 1968 году в Тонантцитла наблюдалась еще одна вспышка [12] с амплитудой 2^m2 . В 1969—1970 гг. вспышек не наблюдалось. Получается совершенно определенное впечатление, что звезда была застигнута в февралю 1963 года где-то вблизи максимума вспышечной активности, а затем произошло затухание активности. Действительно, в 1963 году частота вспышек оказалась примерно в 8 раз большей, чем средняя частота в последующие годы. Если бы звезда № 14 была единственным примером, то можно было бы допустить, что мы имеем дело с редкой флюктуацией. Однако мы имеем и другие примеры. Звезда № 157 = HIP 2144 была обнаружена как вспыхивающая в Бюракане на пластинке 19 августа 1969 года, но через три дня там же наблюдалась вторая вспышка. Амплитуды этих вспышек в фотографических лучах были соответственно 1^m2 и 1^m6 . В последующие месяцы того же года в Тонантцитла наблюдались еще две вспышки этой звезды [4] с ультрафиолетовыми амплитудами 1^m2 и 1^m0 . Существенно, однако, что за 1963—1968 гг. у нее не наблюдалось ни одной вспышки. К сожалению, вопрос о принадлежности этой звезды к числу физических членов не ясен вследствие большой ошибки в определении μ_s [11]. Что же касается значения μ_s , то оно находится в согласии с предположением, что это физический член. Отметим также звезду № 108, у которой в 1969 году наблюдались 3 вспышки, а до этого не было найдено ни одной [5, 12] и звезду № 101, у которой были наблюдаемы по одной вспышке в 1963 и 1965 гг. и 4 вспышки в течение двух месяцев в 1968 г. [1, 5, 12]. Имеется еще несколько фактов подобного рода. Все они заставляют отдать предпочтение второй гипотезе, хотя окончательное решение вопроса возможно только на основе более строгого анализа наблюдательных фактов. Кроме того, не исключена возможность того, что, несмотря на справедливость второй

гипотезы, факторы, лежащие в основе других гипотез, могут также существовать и оказывать частичное влияние на статистику вспышек.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. Пигатто и Л. Розино за сообщение об открытых ими новых вспышках до публикации, а также проф. Г. Аро за ценные дискуссии во время его пребывания в Бюракане летом 1970 года.

Примечание при корректуре. После сдачи настоящей статьи в печать в Бюраканской обсерватории были обнаружены новые вспыхивающие звезды, а также повторные вспышки известных вспыхивающих звезд в Плеядах. Данные об этих вспышках приводятся в Приложении. В наблюдениях и обнаружении этих, а также некоторых других вспышек, включенных в табл. 1 и 2 основного текста, приняли участие Э. С. Казарян и Г. Б. Оганян, которым авторы выражают свою благодарность.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARE STARS IN PLEIADES. II

V. A. AMBARTSUMIAN, L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN,
H. S. CHAVUSHIAN, L. K. ERASTOVA

The results of observations of flares of Pleiades stars during the winter 1969—1970 and partly during the second part of 1970 are given. They are supplemented by observations carried out in Asiago and Budapest. From the 44 new flare stars 14 were found on the plates of 40", 11 — on 21" Schmidt telescopes of Byurakan observatory, 15 — in Asiago, 2 — at the Konkoly observatory, one in Byurakan and Asiago independently and one on two telescopes in Byurakan simultaneously.

The total number of already known flare stars in Pleiades region is 208. Some of them probably are not members of the cluster. For the low limit of total number of flare stars in this region we received value of the order 700. Evidences in favour of strong, but slow variations of activity of some flare stars in Pleiades are given.

In Appendix the data on new flare-ups in Pleiades detected in Byurakan after this paper has been presented to press are given.

Л И Т Е Р А Т У Р А

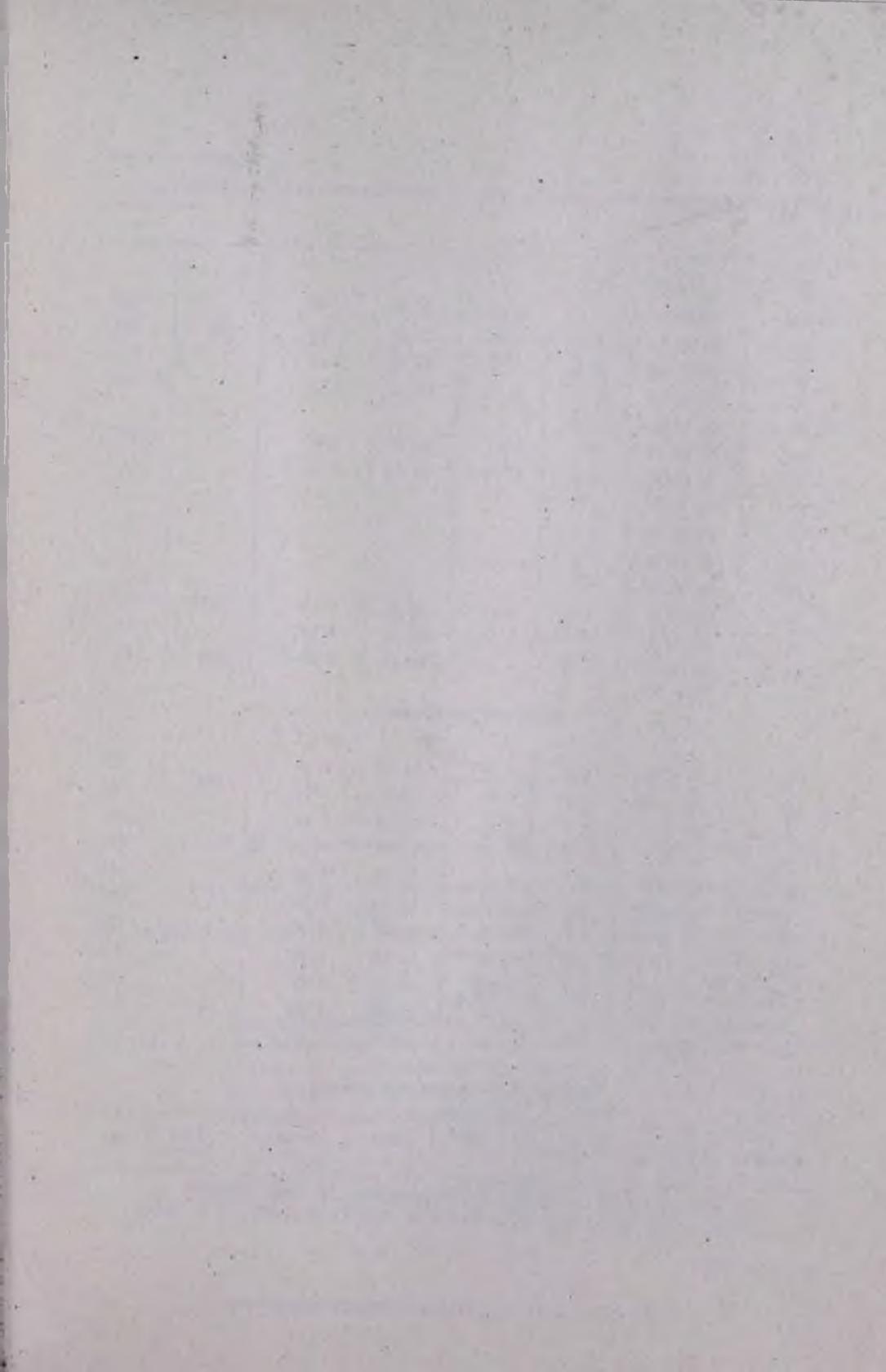
1. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чивушян, А. К. Ерастова, *Астрофизика*, 6, 7, 1970.
2. G. Haro, *Stars and Stellar Systems*, v. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
3. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 23, 1969.
4. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 181, 1970.
5. G. Haro, G. Gonzalez, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 191, 1970.
6. L. Pigatto, L. Rosino, Flares in the Pleiades region observed at Asiago from September 1969 to February 1970, Private Communication, 1970.
7. L. Binnendijk, *Ann. Leiden Obs.*, 19, No. 2, 1946.
8. L. G. Balazs, R. A. Vardanian, *IBVS*, 493, 1970.
9. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, (в печати).
10. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики (Труды Бюраканского симпозиума), АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
11. E. Hertzsprung, C. Sanders, C. J. Kooreman et al., *Ann. Leiden Obs.*, 19, No. 1A, 1947.
12. E. S. Parsamian, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 36, 1969.

Приложение

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ И ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ
ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ*

№	Звезда (HIP)	α (1900)	δ (1900)	m_{PK}	Δm_{PK}	Дата вспышки	Телескоп
Новые вспыхивающие звезды							
211	1029	$3^h 43^m 0$	$25^{\circ} 17'$	20.0	3.8	15.08.69	40"
212		40.5	24 27	15.2	1.6	8.10.69	21
213		44.5	24 59	17.7	2.4	13.11.69	21
214		44.3	23 55	18.7	4.6	9.12.69	21
215		31.0	25 09	16.7	0.6	9.12.69	21
216		46.3	24 14	18.5	2.3	5.09.70	40
217		39.2	24 11	18.5	2,5	6.09.70	40
218		40.1	24 56	> 21.0	> 6.5	9.09.70	40
219		43.3	23 52	17.2	1.6	9.09.70	40
220		1289	41.2	24 00	16.0	2.1	25.10.70
221	40.9		25 04	18.3	3.1	28.11.70	21
Повторные вспышки							
14	906	3 40.2	24 22	15.9	1.2	9.12.69	21
23		42.4	24 36	19.1	3.9	6.09.70	40
55	2411	43.7	24 01	15.5	0.7	9.01.70	40
					1.5	28.09.68	21
					0.5	11.10.69	21
					1.0	16.10.69	21
					0.7	10.11.69	21
75		33.5	25 10	15.8	2.3	25.10.70	21
103		36.9	23 08	16.2	1.2	18.08.69	40
					0.6	9.01.70	40
116		33.5	25 10	18.7	2.9	25.09.70	21
118		37.3	24 20	17.6	1.3	27.09.68	21
160	347	38.5	24 32	16.6U	1.6 U	12.09.70	40
179					2.5	9.01.70	40
					3.3	9.09.70	40

* Суммарное время наблюдений: на 40" телескопе системы Шмидта—11^h, на 21" телескопе — 84^h.



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ
ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА И БЫСТРЫХ
НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 27 октября 1970

Исследовано абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре четырех звезд типа I pa и двух звезд типа T Тау в области 4000—6000 Å по целым спектрограммам, полученным на 125 см рефлекторе Южной станции ГАИШ с дисперсией 140 и 250 Å/мм. Определены спектрофотометрические градиенты и соответствующие им температуры звезд с учетом межзвездного поглощения света, а также интенсивности линий. Большинство исследованных звезд имеет спектрофотометрическую температуру, соответствующую ее спектральному классу. Звезда UX Ориона имеет избыточное покраснение.

Среди быстрых неправильных переменных Кукаркиным и др. [1] выделен тип I sa. Относящиеся к этому типу объекты считаются родственными с неправильными переменными, связанными с диффузными туманностями и, в частности, со звездами типа T Тельца. Главной причиной, заставившей подозревать эту родственность, явилось сходство кривых блеска тех и других. Напротив, исследование спектров быстрых неправильных переменных типа I sa, проведенное Хербигом [2, 3], показало, что большинство из них не имеет ничего общего с переменными типов I ps или T Тау. Согласно Хербигу лишь у нескольких звезд типа I sa линия H_α наблюдается в эмиссии.

Местоположение некоторых из звезд типа I sa позволяет предполагать их связь со светлыми или темными туманностями и агрегатами молодых звезд. К их числу относится ряд звезд, расположенных вблизи туманности Ориона. Это также указывает на возможную родственность переменных типов I sa и I ps, хотя механизм переменности в каждом из этих типов может быть разным.

Нами были изучены спектры нескольких переменных типа I sa и двух звезд типа Т Тау. Щелевые спектрограммы этих звезд с дисперсией 140 и 250 Å/мм были получены на 125 см рефлекторе Южной станции ГАИШ. Использовался дифракционный спектрограф конструкции Попова и Проника [4], установленный в кассегреновском фокусе. В табл. 1 приведены названия наблюдавшихся звезд, даты получения спектрограмм, продолжительности экспозиций и дисперсия.

Для определения распределения энергии в непрерывном спектре исследуемых звезд производилось сравнение их со звездами спектрального класса АOV, которые наблюдались на близких зенитных расстояниях с исследуемыми звездами. Распределение энергии в непрерывном спектре средней звезды АOV принято нами согласно [5].

Атмосферная экстинкция учитывалась для всех звезд на основе определений коэффициента экстинкции в зависимости от длины волны, полученных Костяковой по наблюдениям с кварцевым спектрографом на том же телескопе, что и использовавшийся нами.

Полученные средние сглаженные кривые распределения энергии для исследуемых звезд в спектральной области 4000–6000 Å в относительных единицах приведены на рис. 1.

Для звезд сравнения межзвездное поглощение определялось по их избыткам цвета $E(B-V)$, и вносились соответствующие поправки в спектральное распределение непрерывного излучения для средней звезды АOV. Величина межзвездного поглощения для исследуемых звезд обсуждалась автором ранее [6]. С использованием полученных данных наблюдаемое распределение энергии исследуемых звезд было исправлено за влияние межзвездного поглощения и определены спектрофотометрические градиенты. Мы принимали зависимость межзвездного поглощения от длины волны в виде $A_v \sim \lambda^{-1}$.

В табл. 2 приведены названия звезд, тип их переменности согласно [8], относительные и абсолютные спектрофотометрические градиенты $\Delta\Phi$ и Φ , исправленные за межзвездное поглощение, соответствующая спектрофотометрическая температура, избыток цвета $E(B-V)$, принятый согласно [6], разность избытков цвета исследуемой звезды и звезды сравнения $\Delta E(B-V)$. Далее приведены спектральные типы звезд и соответствующие им спектрофотометрические температуры.

Для звезды сравнения АО градиент в спектральной области 4000–6000 Å принимался равным 1.10, что соответствует спектрофотометрической температуре 15 500° [7].

Отметим, что для звезды спектрального класса А точность определения спектрофотометрического градиента ± 0.04 соответствует

Таблица 1

Объект	Дата	Экспозиция	Дисперсия А/мм	№ негатива
VX Cas	26-27.10.68	35 ^m	250	571
	26-27.10.68	30	250	572
	19-20.11.68	40	250	583
	10-11.12.68	35	250	586
	12-13.12.68	25	250	587
	14-15.12.68	30	250	591
	15-16.12.68	28	250	599
	22-23.11.68	60	140	607
	18-19.01.69	60	140	627
UX Ori	22-23.12.68	70	140	609
	19-20.01.69	60	140	634
	15-16.02.69	75	140	640
	13-14.03.69	90	140	670
BN Ori	26-27.10.68	30	250	576
	28-29.10.68	20	250	580
	22-23.12.68	30	140	610
	14-15.01.69	28	140	617
	19-20.01.69	15	140	635
	10-11.02.69	22	140	639
	15-16.02.69	35	140	641
	RR Tau	15-16.12.68	20	250
14-15.01.69	40	140	619	
15-16.01.69	44	140	622	
17-18.01.69	58	140	625	
19-20.01.69	70	140	637	
16-17.02.69	70	140	642	
11-12.02.69	90	140	664	
DF Tau	26-27.10.68	65	250	574
	28-29.10.68	70	250	578
	19-20.11.68	45	250	585
	14-15.12.68	60	250	592
	15-16.12.68	60	250	600
	22-23.12.68	120	140	608
	14-15.01.69	100	140	615
	15-16.01.69	94	140	621
	18-19.01.69	115	140	629
	19-20.01.69	100	140	633
	DG Tau	26-27.10.68	63	250
29-30.10.68		60	250	582
13-14.12.68		60	250	589
14-15.12.68		60	250	593
15-16.12.68		60	250	601
20-21.12.68		140	140	604
14-15.01.69		102	140	616
17-18.01.69		100	140	624
18-19.01.69		100	140	631
19-20.01.69		90	140	636
9-10.01.69		110	140	658

точности определения температур $\pm 1000^\circ$. Для звезд поздних спектральных классов (G—M) точность определения температур выше $-200 - 300^\circ$.

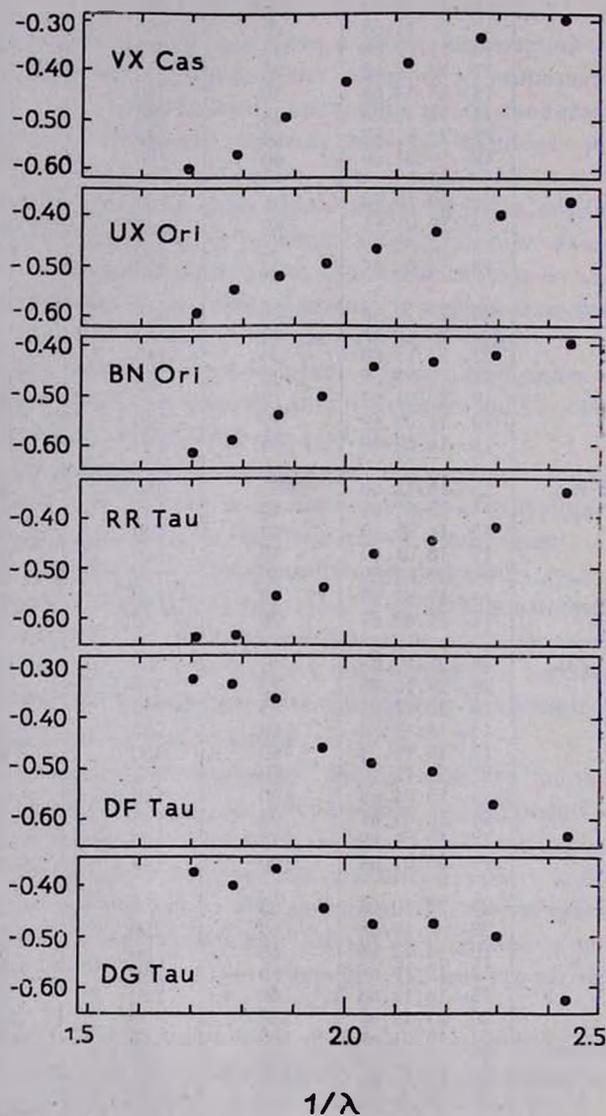


Рис. 1.

Обсуждение результатов табл. 2 будет проведено ниже: вместе с описанием линейчатого спектра.

Наряду с исследованием непрерывного спектра для звезд VX Cas, UX Ori, BN Ori и RR Tau определены эквивалентные ширины линий поглощения водорода и их центральные интенсивности. Для DF и DG Tau проведено отождествление эмиссионных линий металлов и также измерены их интенсивности и эквивалентные ширины.

Таблица 2

Звезда	[8]	$\Delta\Phi$	Φ	T°	$E(B-V)$	$\Delta E(B-V)$	Спектр	$T_{\text{ск}}$
VX Cas	IsA (A)	-0.01	1.09	15750	0.28	0.2	A0	15500 [°]
UX Ori	Isz (A)	+0.53	1.63	9200	0.08	0.0	A2ea	13200
BN Ori	Is (A)	0.46	1.56	9700	0.08	0.0	A7-A9	9400
DF Tau	I _{ns} T (M)	1.79	2.89	5000	0.30	0.2	dM0e	3800
DG Tau	I _{ns} TK(M)	1.59	2.69	5350	0.30	0.2	dG5e	6000

Соответствующие данные приведены в табл. 3. В первом столбце для каждой звезды даны центральные интенсивности линий в единицах интенсивности H_β , во втором — их эквивалентные ширины.

VX Cas. Спектр VX Cas классифицирован как A0 Высотским [9] по спектрам с объективной призмой и Хербигом [2] по щелевым спектрограммам. Классификация по нашим спектрограммам не противоречит этим определениям. На рис. 2 приведена регистрограмма спектра VX Cas. Эквивалентные ширины водородных линий VX Cas сравнимы

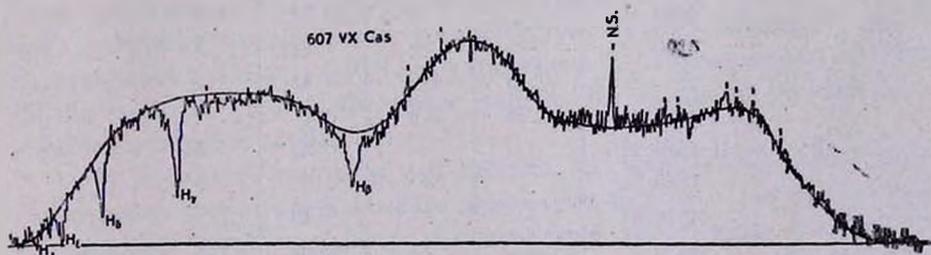


Рис. 2.

с эквивалентными ширинами соответствующих линий нормальной звезды A5 V. В принятой шкале спектрофотометрических температур температура звезды соответствует ее спектральному типу, т. е. распределение энергии не отличается от распределения энергии в нормальных звездах того же спектрального класса.

Наряду с водородными линиями поглощения на спектрограммах звезды заметны слабые эмиссионные линии, которые из-за слабости не могли быть отождествлены достаточно уверенно. Примерные длины волн этих линий следующие: $\lambda_{\text{набл.}}$ 4433, 5024, 5128 Å.

Таблица 3

Линия	VX Cas		UX Ori		BN Ori		RR Tau	
	I	W_λ	I		I	W_λ	I	W_λ
H ϵ	1.61	5.5 Å	—	—	—	—	—	—
K Ca II	0.59	—	—	—	—	—	—	—
H δ + H Ca II	1.81	6.8	1.67	—	1.53	3.0	2.24	2.4
H δ	1.51	5.9	1.39	—	1.29	2.8	1.54	4.0
H γ	1.38	6.1	1.28	—	1.12	3.2	1.32	4.3
H β	1.00	5.0	1.00	—	1.00	3.0	1.00	4.0

Линия	DF Tau		DG Tau	
	I	W_λ , Å	I	W_λ , Å
H η	0.54	—	—	—
H ϵ	0.60	—	—	—
K Ca II	0.37	—	1.80	8.0
H δ + H Ca II	0.79	—	0.98	3.4
Fe I 4063 Å	—	—	0.49	1.4
H δ	0.84	3.4	0.41	1.2
Fe II 4179	—	—	0.34	1.5
4233	—	—	0.24	1.0
4300	—	—	0.29	1.5
H γ	0.89	5.2	0.45	1.5
He I 4471	0.28	1.0	—	—
Fe II 4520.23	—	—	0.36	1.5
4549.56	—	—	0.33	1.1
4576.84	—	—	0.43	1.7
4629	—	—	0.32	1.1
H β	1.00	6.2	1.00	5.6
Fe II 4923	—	—	0.41	2.1
5018	—	—	0.48	2.2
5169	—	—	0.74	3.3
5235	—	—	0.27	1.2
5272.76	—	—	0.46	2.2
5317	—	—	0.44	2.3
He I 5876	0.38	2.2	0.33	1.6

UX Ori. По классификации Хоффмейстера [10] спектральный тип звезды A2e_z. Согласно нашим фотоэлектрическим наблюдениям [6] звезда является аномально красной для своего спектрального класса. Это подтверждается и распределением энергии в непрерывном спектре.

При принятом значении избытка цвета $E(B - V) = 0^m08$ спектрофотометрический градиент для этой звезды примерно соответствует ее спектральному типу.

Нужно отметить, что *UX Ori* является изолированной быстрой неправильной переменной и может не принадлежать к комплексу звезд в Орионе. Тогда эффект аномального покраснения может быть вызван недооценкой величины межзвездного поглощения. В изучаемой области спектра других линий, кроме линий поглощения водорода, не обнаружено.

BN Ori. Хоффмейстер [10] и Пейн-Гапошкина [11] классифицируют звезду как A7. Хербиг [3] отмечает, что спектр *BN Ori* „пекулярный и может быть сложный, с характеристиками A и F8“.

На наших спектрограммах *BN Ori* линии водорода более узкие, чем у звезд класса A. Линия K Ca II по интенсивности примерно равна интенсивности этой линии у нормальных звезд A9. Кроме линий водорода видны еще слабые линии поглощения, которые отождествляются с линиями нейтрального железа Fe I 4525, Fe I 5163 и Fe I 5266 Å. На спектрограммах нормальных звезд A9, полученных с этим же спектрографом, эти линии совсем не заметны и лишь появляются в F2V. Полоса G едва заметна. Присутствует очень слабая линия Mg II 4481. Если приписать *BN Ori* спектральный класс F0, то определенная для нее спектрофотометрическая температура будет соответствовать ее спектральному классу. Фотоэлектрические UBV-наблюдения *BN Ori* [6] согласуются со спектральным типом F0. На рис. 3 приведена регистрограмма спектра *BN Ori*.

По многолетним рядам наблюдений, собранных в [11], *BN Ориона* свойственно долгое пребывание в максимуме блеска с незначительными колебаниями и редкие непродолжительные ослабления блеска. Эти бурные и спокойные интервалы отстоят друг от друга примерно на 10000 суток. Очередное ослабление блеска ожидается в ближайшие годы. По-видимому, наши наблюдения приходятся на период „спокойствия“ звезды. По нашим наблюдениям в феврале 1970 г. звезда не изменила своего блеска по сравнению с 1967 г. [6].

RR Tau. В программу наблюдений была включена *RR Тельца* — звезда типа I_{nsz}(A) [8]. Для нее также получено распределение энер-

гии в непрерывном спектре в области 4000—6000 Å. Наблюдаемый спектрофотометрический градиент для нее получился равным 0.25, что соответствует бесконечно большой температуре звезды. Учет межзвездного поглощения еще усилил бы этот эффект, который, возможно, вызван наличием непрерывной эмиссии. Спектральный тип звезды В 9 [13]. На наших спектрограммах RR Tau видны лишь линии поглощения водорода.

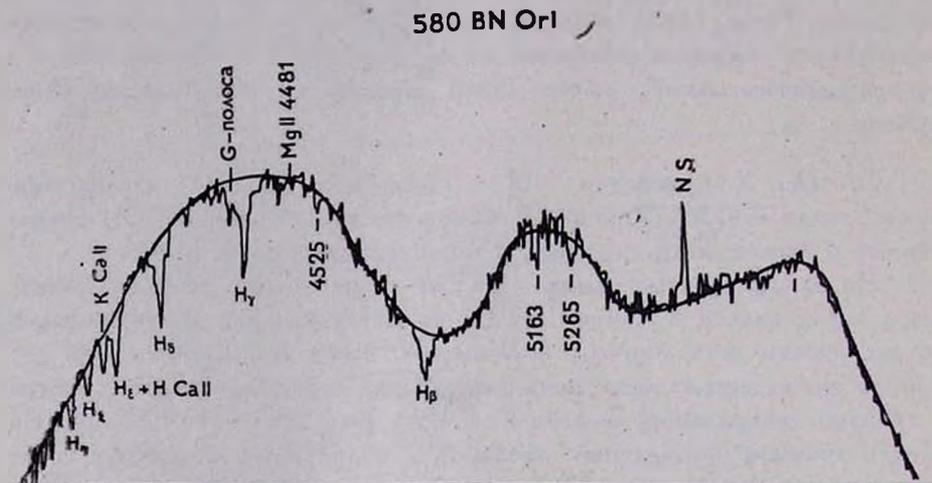


Рис. 3.

DF и *DG Tau*. Впервые спектры этих двух звезд типа Т Тельца были исследованы Джоем и Вилсоном [14] и Джоем [15]. В спектре *DF Tau* были отмечены сильные эмиссионные линии H_α и H_β , интенсивные яркие линии $Ca II$, менее интенсивные линии излучения $He I$ и $Fe II$. Спектр классифицировался как $dM0e$.

В спектре *DG Tau* (dGe) отмечены очень сильные эмиссионные линии H и $K Ca II$, которые превосходят по интенсивности H_α , линии излучения водорода и $\lambda 4471 He I$, слабая линия $[S II] 4068$. *DG Tau* связана с маленькой яркой туманностью Barnard № 100. Абсорбционные спектры обеих звезд завуалированы непрерывной эмиссией. Позднее обе эти звезды обнаружили изменения блеска и были причислены к классу неправильных переменных звезд типа *RW Aur* [16].

Распределение непрерывного излучения для этих звезд представлено на рис. 1. Относительный спектрофотометрический градиент, исправленный за межзвездное поглощение, равен 1.79 ($T = 5000^\circ$) и 1.59 ($T = 5380^\circ$) для *DF* и *DG Tau* соответственно. У *DF Tau* наблк-

дается заметное несоответствие цветовой температуры ее спектральному типу, которое в некоторой степени может быть вызвано наличием непрерывной ультрафиолетовой эмиссии. Согласно [15] у DF Tau наблюдается сильный ультрафиолетовый континуум, который у DG Tau значительно слабее. Поскольку у звезд типа Т Тельца непрерывная эмиссия иногда простирается до 4400 Å, она может исказить распределение энергии и завязать спектрофотометрическую температуру.

DG Tau находится в области с очень сильным поглощением (гуманность В-217) [16], и ее цветовая температура вследствие этого может быть ниже той, которая соответствует ее спектру dG5e.

Изучение линейчатого спектра DF Tau (рис. 4) позволяет сделать следующие заключения.

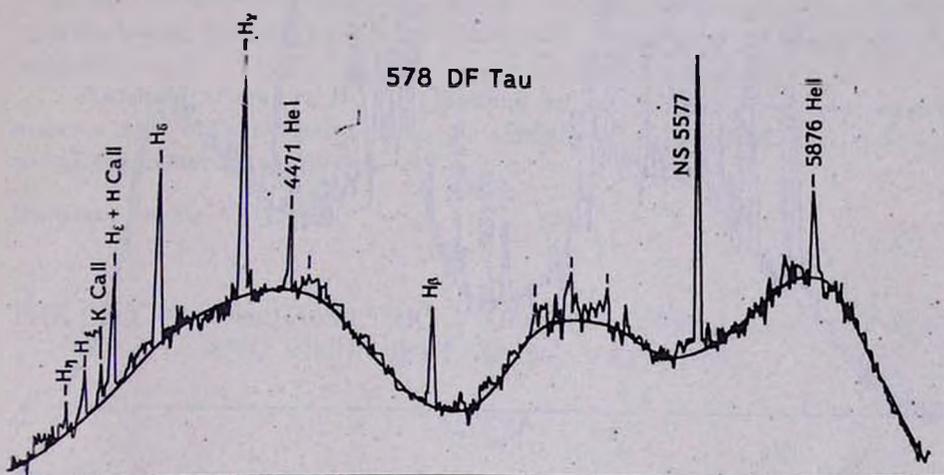


Рис. 4.

Наиболее сильно от спектра к спектру меняется интенсивность линий Н и К Ca II — в 2—3 раза. Переменной интенсивностью обладают также линии водорода и He I 5876 и 4471.

Интенсивности эмиссионных водородных линий, осредненные по всем спектрограммам и исправленные за эффект межзвездного поглощения, относятся как

$$H_{\beta} : H_{\gamma} : H_{\delta} = 1.00 : 0.95 : 0.95.$$

Видно, что у этой звезды бальмеровский декремент очень пологий.

У DG Tau (рис. 5) значительно богаче эмиссионный спектр, чем у DF Tau: присутствуют линии водорода, Ca II, многочисленные линии Fe II и He I переменной интенсивности. Линии Ca II и Fe II ме-

няют свою интенсивность в 2—3 раза. Бальмеровский декремент, исправленный за межзвездное поглощение, равен

$$H_\beta : H_\gamma : H_\delta = 1.00 : 0.49 : 0.41$$

и сильно отличается от такого для DF Tau.

По-видимому, условия образования эмиссионных линий в оболочке DG Tau существенно отличаются от таких для оболочки DF Tau. Линии поглощения на наших спектрограммах DF и DG Tau не видны.

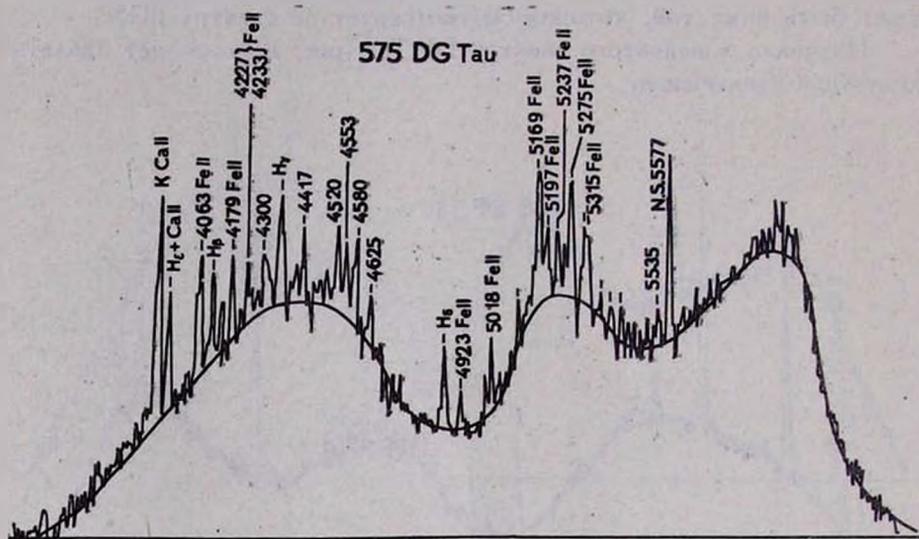


Рис. 5.

Вклад эмиссионных линий по отношению к непрерывному спектру для DG Tau составляет в полосе В около 8%, в полосе V — 4.5%, а всего в области 4000—6000 Å излучение в линиях составляет 7% общего излучения.

Для DF Tau вклад эмиссионных линий в фильтрах В и V составляет соответственно около 4 и 2%, а во всем наблюдаемом интервале длин волн — 3%.

Очевидно, максимальные наблюдаемые амплитуды изменения DF Tau, $\Delta V = 1^m0$, $\Delta B = 1^m6$, $\Delta U = 2^m2$ [6] не могут быть обусловлены изменением интенсивности эмиссионных линий и вызваны изменениями в непрерывном спектре.

То же самое можно сказать и в отношении DG Tau, для которой максимальные амплитуды равны $\Delta V = 0^m5$, $\Delta B = 0^m6$, $\Delta U = 0^m7$.

Наличие у UX Ориона H_2 в эмиссии и аномального покраснения, наличие у VX Cas эмиссионных линий в фотографической области спектра, пекулярность спектра BN Ориона, выражающаяся в усилении линий железа по сравнению с нормальными звездами соответствующего спектрального класса — все это говорит о большом разнообразии физических характеристик быстрых неправильных переменных. Кроме того, фотовольтрические наблюдения этих звезд, проведенные автором в 1965—1967 гг. [6], показали, что UX Ориона при увеличении блеска становится более красной, а VX Кассиопеи, наоборот, голубеет. Этот наблюдательный факт также может свидетельствовать о различии механизмов, вызывающих переменность блеска.

Определение места неправильных переменных в эволюционной последовательности звезд не только по фотометрическим, но и по спектральным признакам, представляется очень важной и интересной задачей.

Автор благодарит В. И. Проника за предоставление менисковой камеры для спектрографа и Э. А. Дибая за содействие в получении наблюдательного материала.

Крымская станция ГАИШ

THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF SOME T TAURI-STARS AND RAPID IRREGULAR VARIABLES

G. V. ZAJCEVA

The absolute energy distribution in the continuous spectrum of four 1sa and two T Tau stars has been investigated in the region 4000—6000 Å.

There were used the slit spectrograms, carried out with 125 cm parabolic reflector of Southern station in the Crimea (the dispersions of 140 and 250 Å/mm). The spectrophotometric temperatures, corrected for the interstellar extinction, and line intensities are determined. Spectrophotometric temperatures of the stars correspond to its spectral types in most cases. UX Ori is abnormally reddened.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. В. Кукаркин и др., ОКПЗ, т. I, 1969.
2. G. H. Herbig, Trans. IAU, 8, 806, 1954.
3. G. H. Herbig, Ap. J., 131, 632, 1960.
4. Г. М. Попов, В. И. Проник, Изв. КрАО, 34, 328, 1965.

5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучева, В. П. Архипова. Астрон. ж., 42, вып. 4, 1965.
6. Г. В. Зайцева, П. Э., 17, № 3, 294, 1970.
7. W. H. Greaves, M. N., 110, 1950.
8. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 36, вып. 2, 1959.
9. A. N. Vyssotsky, P.A.S.P., 54, 160, 1942.
10. C. Hoffmeister, Astr. Nachr., 278, 24, 1949.
11. C. Payne-Gaposchkin, Ann. Narv. Coll. Obs., 118, No. 3, 1952.
12. Б. А. Драгомирецкая, Астрофизика, 1, 455, 1965.
13. G. H. Herbig, Ap. J., Suppl. ser., 4, No. 43, 337, 1960.
14. A. H. Joy, R. E. Wilson, Ap. J., 109, 231, 1949.
15. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
16. П. Н. Холопов, П. Э., 8, № 2, 83, 1951.

SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NON STABLE STARS
II. ON THE SPECTRUM OF RW AURIGAE
IN THE REGION 3080—6100 Å

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

Received 22 April 1971

The results of a spectrophotometric study of RW Aur based on five short dispersion spectra, covering the region 3080—6100 Å are presented.

The strongest absorption and emission multiplets have been identified; the Balmer lines are present sometimes in emission, sometimes in absorption, Ca II (H and K in emission), Fe II (generally in emission), Ti II, Cr II (absorption); the results agree with those recently published by Gahn but they also cover the short wavelength region 3080—3250 Å.

A rough determination of the continuum has been made; the spectrum taken at the time of the highest luminosity presents the strongest absorption features: the Balmer lines are visible in absorption except the first ones and a faint positive Balmer jump is present; the four other spectra correspond nearly to the same fainter luminosity (about one magnitude lower than the preceding at 4250 Å): one of them is similar to the bright one but with less absorption, and the three others contain more intense emission lines, together with Balmer lines and Balmer continuum in emission.

The lower luminosity emission spectra present a strong ultraviolet excess compared to the higher luminosity absorption spectrum and this excess seems to be due, for the largest part, to the Balmer continuum.

Introduction. The RW Aur class objects, representing probably one of the earliest stages of stellar evolution are of significant interest to cosmogony [1—3]. Their observation may bring information on some apparently unusual phenomena which occur in the outer layers of their atmospheres.

An analysis of the observational data concerning the variations of the brightness and of the spectrum of the RW Aur class objects carried out by V. A. Ambartsumian [4] brought him to the conclusion that, in some cases, these variations seem difficult to explain only

by thermal radiation mechanisms and that they are possibly connected with unknown sources of stellar energy.

It has been shown that the comparatively largest variations are observed in the short wave-length region of the spectrum of these stars. For that reason the observation of this region presents a special interest to collect information on the physical processes occurring in the extended chromospheres or shells. The advantages of the nearest ultraviolet region for astrophysical purposes have been recently summarized by J. P. Swings and P. Swings [5]. Unfortunately the spectra of the RW Aur class objects have not been sufficiently studied, particularly in this region.

Since 1966 we are observing some non stable stars in a large spectral region including the accessible ultraviolet: 3100—6100 Å. Our principal aim is to obtain quantitative informations of the variations of their continuum. The present paper gives the first observational results concerning RW Aur.

The observations. The observations of RW Aur have been done with the reflectors of the Haute-Provence Observatory (France). During 1966—1969, several spectrograms of this star have been obtained, mainly with the Chalonge spectrograph [6] attached at the Cassegrain focus of the 80 or 193 cm reflector. Three of these spectrograms and their microphotometric tracings are reproduced in Fig. 1 and 2(a, b, c).

The first observations showed that in the ultraviolet spectrum of RW Aur, below the Balmer limit, there are some characteristic emission and absorption features not yet described. Their identification appears possible, even with the small dispersion used. But, to verify these preliminary identifications of spectral multiplets, two spectrograms with a higher dispersion were used: one obtained with the Coudé spectrograph (Camera II) of the 193 cm reflector and the other with the Andrillat spectrograph*.

The data concerning all the spectral observations used in this paper are presented in Table 1. The last column gives the name of the comparison star used for the spectrophotometric work.

The line spectrum. The determination of the continuum will be easier after a preliminary identification of the emission and absorption lines. But it has been shown by A. Joy and G. van Biesbroeck [7] that RW Aur is a double star and it is necessary to examine if the spec-

* Grating spectrograph, attached at the Newton focus of the 120 cm reflector of the Haute-Provence Observatory.

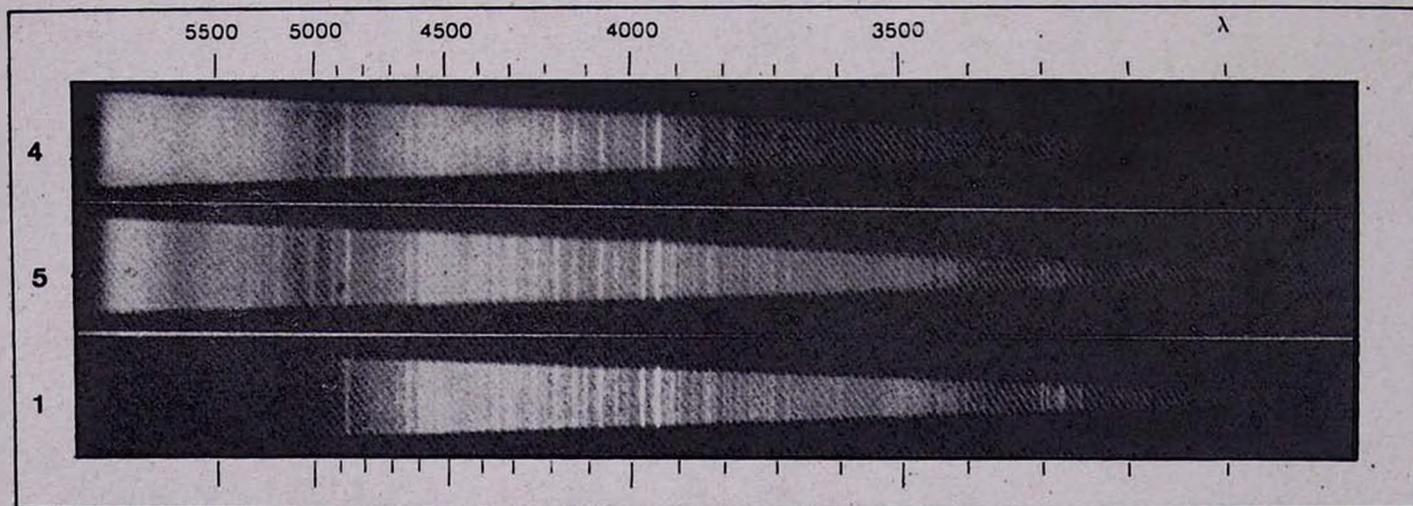


Fig. 1. Typical examples of the spectra of RW Aur. Their characteristics are given in Table 1. The shape of the spectra (5 times less broadened in the ultraviolet than in the red) shows the great advantage of the broadening by oscillation [6].

trum of RW Aur is not contaminated by the lines of its companion. The two components are separated only by 1.2 but the position angle of the companion is equal to 254° [8] and it must be kept in mind that the observations are generally done in the neighborhood of the meridian, and that the slit of the Chalonge spectrograph is always maintained in the vertical plane, the slit width being of the order of 0.7 (193 cm reflector) or 1.5 (80 cm reflector) it follows that during the observations the companion is mainly out of the slit of the spectrograph. In fact the presence of the molecular bands of the companion (which according to the General Catalogue of Variable Stars [8] is of the spectral class d M0e) has not been detected.

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF RW AUR

Table 1

No.	Plate No.	Date	Exposure	Emulsion Kodak	Telescope (cm)	Spectrograph	Spectral region (Å)	Comp. star (HD)
1	6888	23.12.67	5h	103aO	80	Ch.	3100—4900	93521
2	6896	21. 1.68	2h 30mn	1aO	80	Ch.	3100—4900	93521
3	6911	21.11.68	3h	103aD	193	Ch.	3100—6100	73
4	6964—32	27.10.69	1h 45mn	103aD	193	Ch.	3100—6100	73
5	6964— 2	28.10.69	2h 30mn	103aD	193	Ch.	3100—6100	73
6	R 144	27.10.67	3h 45mn	IIaO	193	Coudé II	3700—4900	—
7	MTU 125	23. 1.68	3h	IIaO	120	Andrillat	3300—4700	—

Dispersion: Chalonge spectrograph (Ch.), quartz prisms: 470 Å/mm at 6000 Å; 220 Å/mm at 4340 Å; 132 Å/mm at 4700 Å; 83 Å/mm at 3200 Å.

Coudé spectrograph (Camera II): 39 Å/mm.

Andrillat spectrograph: 78 Å/mm.

A. Joy [9] has identified many lines in the visible spectrum of RW Aur and, among them, more than 100 emission lines. The strongest of these lines are well visible on our spectrograms; however owing to the large differences between the various spectra they can be divided into two groups:

Group A (spectra 3, 4, 6 of Table 1): the absorption lines are numerous and strong especially in the ultraviolet; the number and the intensity of the emission lines are lower than in the second group;

Group B (spectra 1, 2, 5, 7): numerous strong emission lines are present, the absorption lines being rare and relatively faint.

The spectra of Fig. 1 and the tracings of Fig. 2(a, b, c), represent typical examples of both groups.

The differences in the line spectrum between these two groups are closely connected with the differences in the continuum which will be discussed in the next paragraph.

All the wave-lengths on our spectrograms have been measured with H_{γ} , 4340 Å, as origin. The errors in the measurements are estimated to 1–2 Å near the ultraviolet limit and increase up to 7–8 Å near 5500 Å. Thus, the low dispersion of the spectrograph does not permit the identification of isolated lines, but the identification of the strong multiplets is possible: they have been controlled for the visible and the near ultraviolet on the spectrograms of higher dispersion.

Our identifications are given in Table 2 (in the Appendix).

For every multiplet considered, the first column of Table 2 gives the laboratory wave-lengths of the components and the second the multiplet number; the following columns headed 1, 2, 3, 3, 5, 6 (below every one of the Figures 1, 2, 3, 4, 5, 6 is written the letter A or B representing the group to which belongs the spectrum) give respectively the wave-length measured on the various spectra of Table 1; the first two ciphers of the measured wave-length are omitted and the data relative to absorption lines are given in italics.

Most of the measured wave-lengths are printed on the microphotometer tracings of Fig. 2 (a, b, c) and the multiplets are also represented, those in emission above the tracing those in absorption below. The position of the Balmer lines are not given.

The shaded parts of Table 2 correspond to the regions where the spectrum does not exist (lack of transparency of the instrument, or lack of sensitivity of the plate).

The data presented in Table 2 are generally in good agreement with the results recently published by G. H. Gahm [10] for $\lambda > 3250$ Å and new multiplets of Fe II, Ti II and Cr II have been found below 3250 Å.

These results show that, in spite of their low resolution, the spectra taken with the Chalonge spectrograph are reliable and can be used for the qualitative study of spectral lines, especially in the short wave-length region where the dispersion is higher. Of course, this is true only for comparatively strong lines. The blends are so numerous that even in the spectrograms used by Gahm, for which the dispersion is much higher (16 Å/mm) some emission features of RW Aur (near 4085, 4155, 4183 and may be 4410 Å) could not be identified [10].

Many lines, strong on our spectrograms, remain unidentified; but, if one changes the position of the continuum drawn on the tracings (see following paragraph) several of the supposed emission lines can

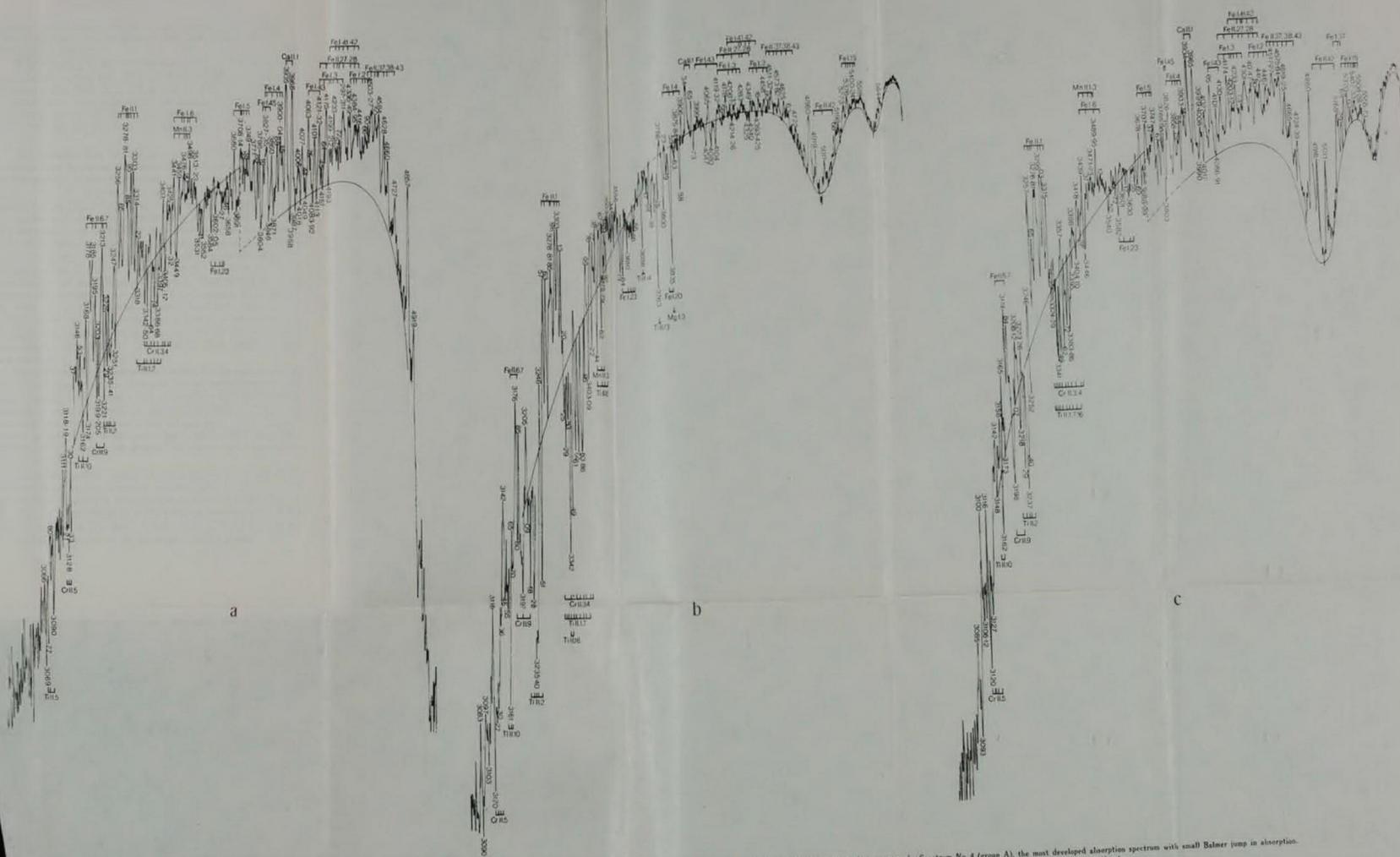


Fig. 2. Registrations of spectra of RW Aur: a—Spectrum No. 1 (group B), the largest line and Balmer continuum in emission observed in the present work together with the less developed absorption spectrum. b—Spectrum No. 4 (group A), the most developed absorption spectrum with small Balmer jump in absorption. This spectrum corresponds to the "brightest" phase observed in the present work. c—Spectrum No. 5 (group B), similar to spectrum No. 1, but emission less developed. Spectrum obtained one day later than spectrum No. 4.

disappear and become „windows“ of the continuum (this could be the case for the lines situated between 3400 and 3550 Å on the spectrum 4, Fig. 1 and 2b).

It is interesting to add that the line spectra of RW Aur and of the non stable stars of quite different classes present many similarities. Many lines of Fe I, Fe II, Cr II, Ti II as well as of H I and Ca II included in Table 2 have been observed in the spectra of VV Cep [11, 12], CH Cyg [5], BF Cyg [12], R And [13], BD-14° 1971 (Boss 1985) [14], α Her [15], γ Car [16] and other non stable stars.

The continuum. The identification of the strongest emission and absorption lines facilitates the determination of the continuum on the different tracings: it must lie between these strong emission and absorption lines. An approximate location of the continuum is thus possible in the ultraviolet (strong emissions and absorptions) of the five spectra and also in the visible part of the group A spectra (Fig. 2b) where some unidentified absorption lines can be recognized between the many emission ones (these absorption lines appear very conspicuously on the tracing corresponding to the large dispersion spectrum 6, Fig. 3. very similar to spectrum 4). In the visible part of the group B spectra, where no large absorption can be detected, the continuum must lie below the tracing (Fig. 2a and 2c). The shape and position of the continuum have been chosen so that it keeps, on the various registrograms a similar position relative to the emission and absorption lines; it has been divided into three parts, 6100—4900 Å, 4800—3900 Å, 3700—3150 Å, characterized by three mean gradients, Φ_r , Φ_b , Φ_{uv} .

Nevertheless, a large uncertainty remains for the precise location of the curve representing the continuum on the microphotometric tracings, especially in the cases where no absorption lines can be recognized and in order to limitate the number of possibilities, it has been assumed in this preliminary work that the two parts of the continuum situated on both sides of the Balmer jump (4800—3900 Å and 3700—3150 Å) have a blackbody distribution. Of course this assumption is open to criticism.

The method used to compare the curves supposed to represent the continuum to our spectrophotometric standards (HD 73 and HD 93521, [17]) has been described in the first paper of this series, on SS Cyg [18]. The results of the determination of the continuum parameters of RW Aur are given in Table 3. The data contained in the different columns are:

Column 1 — the No. of the spectrogram and its group;

Column 2—the monochromatic magnitude m_B of the continuum at 4250 Å deduced from the energy distribution in the continuum¹ and from the values of m_B for the comparison star;

Columns 3 to 8—the spectrophotometric gradients Φ_r , Φ_b , Φ_{uv} and the corresponding colour temperatures T_r , T_b , T_{uv} ;

Column 9—the Balmer jump.

Table 3

PARAMETERS OF THE CONTINUUM OF RW AUR

No.	m_B	6100—4900		4900—3900		3700—3150		D
		Φ_r	T_r	Φ_b	T_b	Φ_{uv}	T_{uv}	
1B	11.6*	—	—	2.22	6500 ²	2.45	5900 ²	-0.22
2B	11.4	—	—	2.16	6700	2.42	5950	-0.17
3A	11.4	2.82	5150 ²	2.25	6400	2.64	5450	+0.02
4A	10.6*	2.53	5750	2.21	6550	2.75	5250	+0.03
5B	11.6	2.92	4950	2.12	6850	2.58	5600	-0.16

* Weather conditions not very good, magnitudes somewhat uncertain (± 0.3 mag.)

With the values of the parameters contained in Table 3 it is easy to determine the shape of the energy curve of the continuum for the five observed spectra.

The curves relative to the three spectra 1, 4, 5 are reproduced on Fig. 4. They represent $\log I + \text{const.}$ as a function of λ , the relative positions of the three curves being deduced from the values of m_B (Table 3).

The energy curve of the spectrum 2 is very similar to the curve (5) and the energy curve of the spectrum 3 similar to the curve (4) but with about one half intensity: these last two curves (2) and (3) are not represented on Fig. 4.

According to the shape of the curves of Fig. 4 the spectra of RW Aur may be divided into two groups:

- 1) the Balmer jump is small and positive (spectra 3, 4);
- 2) the Balmer jump is large and negative (Balmer continuum in emission, spectra 1, 2, 5).

¹ To compare the relative evolution of the continuum and of the spectral lines it is better to use as a parameter for the continuum the monochromatic magnitude m_B of the continuum instead of the monochromatic magnitude B of the star as a whole since B is sensitive to the variations of both the continuum and the lines. For example, according to W. Götz [19] the share of the influence of emission lines on the brightness of RW Aur can reach 0.2 mag., the importance of the emission lines on the total brightness of the star increasing with the decrease of its luminosity.

Column 2—the monochromatic magnitude m_B of the continuum at 4250 Å deduced from the energy distribution in the continuum¹ and from the values of m_B for the comparison star;

Columns 3 to 8—the spectrophotometric gradients Φ_r , Φ_b , Φ_{uv} and the corresponding colour temperatures T_r , T_b , T_{uv} ;

Column 9—the Balmer jump.

Table 3

PARAMETERS OF THE CONTINUUM OF RW AUR

No.	m_B	6100—4900		4900—3900		3700—3150		D
		Φ_r	T_r	Φ_b	T_b	Φ_{uv}	T_{uv}	
1B	11.6*	—	—	2.22	6500 ²	2.45	5900 ²	-0.22
2B	11.4	—	—	2.16	6700	2.42	5950	-0.17
3A	11.4	2.82	5150 ²	2.25	6400	2.64	5450	+0.02
4A	10.6*	2.53	5750	2.21	6550	2.75	5250	+0.03
5B	11.6	2.92	4950	2.12	6850	2.58	5600	-0.16

* Weather conditions not very good, magnitudes somewhat uncertain (± 0.3 mag.)

With the values of the parameters contained in Table 3 it is easy to determine the shape of the energy curve of the continuum for the five observed spectra.

The curves relative to the three spectra 1, 4, 5 are reproduced on Fig. 4. They represent $\log I + \text{const.}$ as a function of λ , the relative positions of the three curves being deduced from the values of m_B (Table 3).

The energy curve of the spectrum 2 is very similar to the curve (5) and the energy curve of the spectrum 3 similar to the curve (4) but with about one half intensity: these last two curves (2) and (3) are not represented on Fig. 4.

According to the shape of the curves of Fig. 4 the spectra of RW Aur may be divided into two groups:

- 1) the Balmer jump is small and positive (spectra 3, 4);
- 2) the Balmer jump is large and negative (Balmer continuum in emission, spectra 1, 2, 5).

¹ To compare the relative evolution of the continuum and of the spectral lines it is better to use as a parameter for the continuum the monochromatic magnitude m_B of the continuum instead of the monochromatic magnitude B of the star as a whole since B is sensitive to the variations of both the continuum and the lines. For example, according to W. Götz [19] the share of the influence of emission lines on the brightness of RW Aur can reach 0.2 mag., the importance of the emission lines on the total brightness of the star increasing with the decrease of its luminosity.

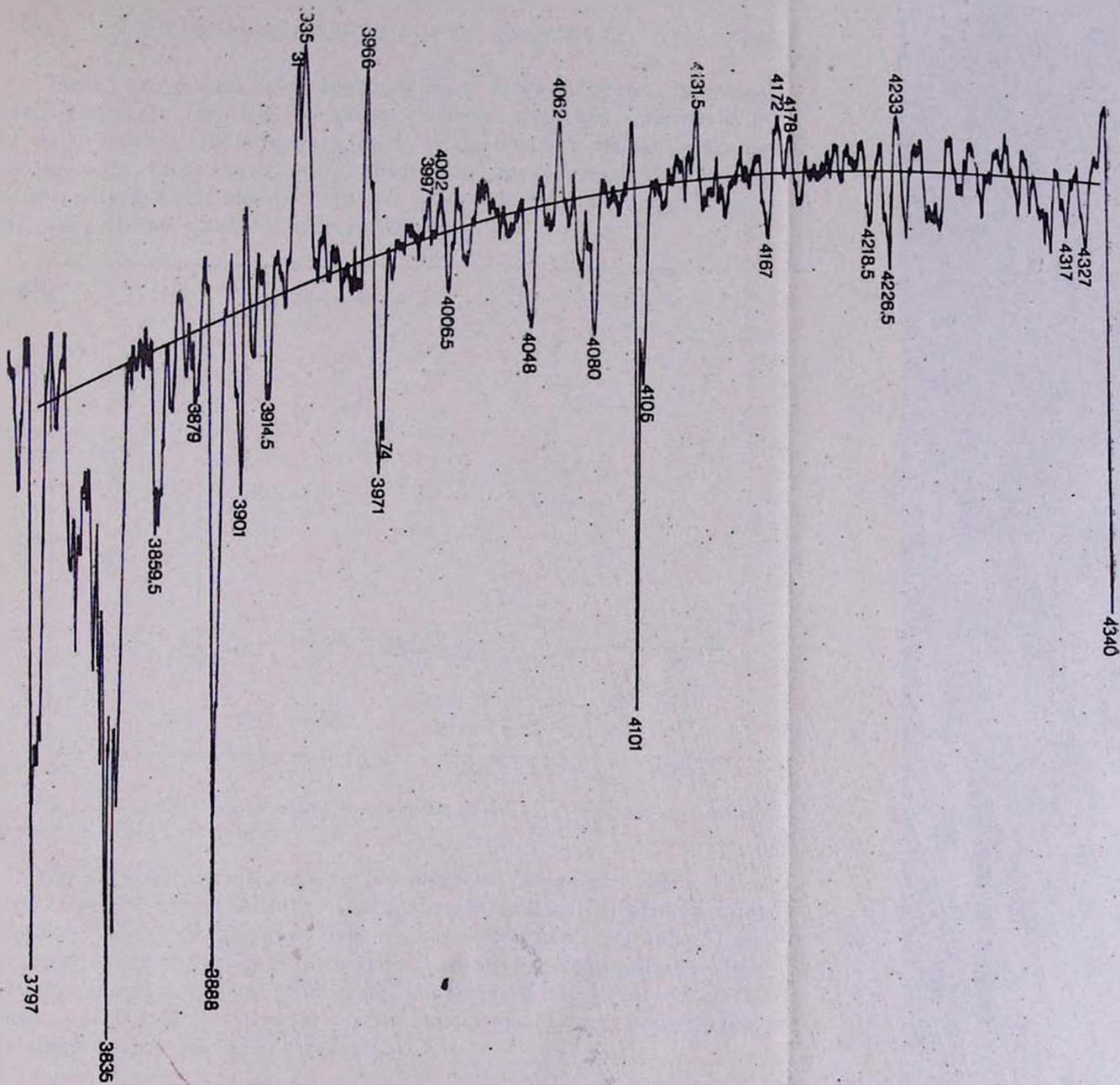


Fig. 3. A part of the registrogram of the large dispersion spectrum No. 6. This spectrum is very similar to spectrum No. 4 (Fig. 2b): the absorption lines are the same but the very narrow part of the hydrogen lines visible on spectrum No. 6 cannot appear on the small dispersion spectrum No. 4.

These two groups, corresponding to a large difference in energy distribution, are identical to those deduced from the comparison of the line spectra: the spectra with a small positive Balmer jump are the same as those with many absorption lines (group A) and the spectra with a large negative Balmer jump identical to those presenting many strong emission lines (group B).

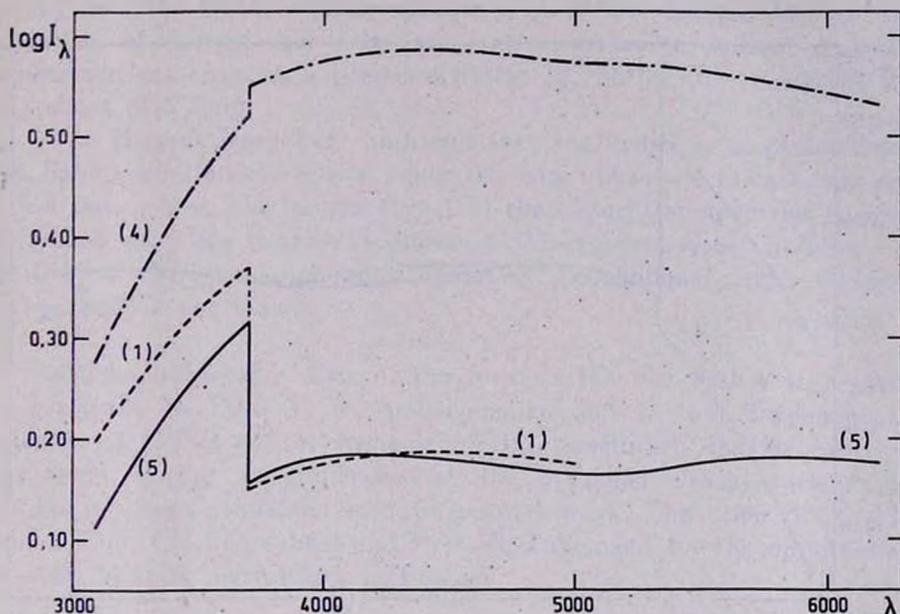


Fig. 4. The energy curves of the three spectra of Fig. 1: their relative positions correspond to the true intensities.

The curve (4) corresponds to the brightest stage observed; it is a spectrum of the group A with strong absorption lines, relatively faint emissions, and small positive Balmer jump. The curves (1) and (5) are two examples of the group B with faint absorption, strong emission lines and large negative Balmer jump; the emission of the lines and of the Balmer continuum is stronger for the spectrum (1) but, nevertheless, this spectrum has the same m_B as (5).

Discussion and Conclusion. To permit the comparison between the shapes of the energy curves independently of the magnitudes, Fig. 5 shows the three curves of Fig. 4 translated vertically, as if, in the three cases, the star had always the same magnitude m_B , i. e. the same intensity of the continuum for 4250 Å. The spectrum (2) and the spectrum (3), not represented, would lie respectively near (5) and near (4),

Thus appears the enormous difference between the proportion of ultraviolet radiation in the spectra of the two groups: there is a strong ultraviolet excess in the group B spectra compared to the group A.

As this ultraviolet excess appears in group B spectra for which the Balmer lines are in emission, it can be explained, at least partly, by the development of a Balmer continuum.

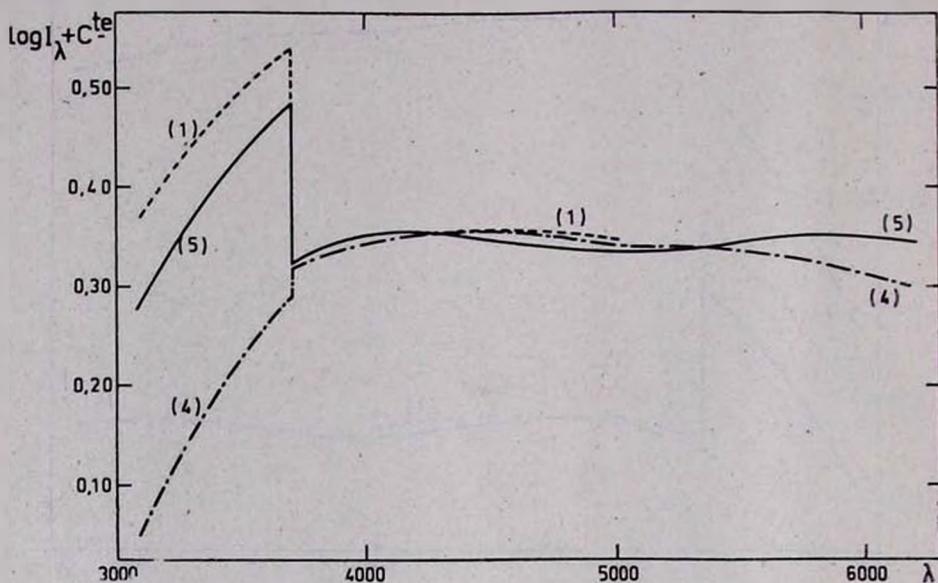


Fig. 5. The energy curves of the three spectra of Fig. 1, supposed to have the same photographic magnitude m_B .

Fig. 5 seems to show that this ultraviolet excess appears just at the Balmer limit but this may be due to the arbitrary drawing of the continuum on the microphotometric tracings. The comparison of the tracings reproduced Fig. 2b (spectrum 4) and Fig. 2a and 2c (spectra 1 and 5) shows that if the position of the visible continuum is rather well determined for the spectrum 4 (group A) it is much more arbitrary for 1 and 5 (group B): if the assumption that the continuum must be similar to a black body is abandoned the curve by which it is supposed to be represented on Fig. 2 (a, b, c) may be quite different and the sharp limit (limit of the Balmer series) separating the two regions of each spectrum on Fig. 5 would then disappear; it would simply remain that the short wave-length part of the spectrum is relatively more intense in the spectra of the group B than in the group A, result probably due for the greatest part to the variations of intensity of the Balmer continuum; but other causes may also play a role.

The variations of RW Aur observed between October 27-th (spectrum 4) and October 28-th (spectrum 5) may be explained by the effective contraction of an envelope (situated inside the observed low-pressure shell) which had been ejected during a preceding, non observed flare. Thus these two observations would concern the evolution of the star on the decreasing branch of the light curve of a flare. But it is not possible to say how the three isolated spectra 1, 2, 3 are located during the evolution of a flare. So, it is now very necessary to collect a *series of observations* covering a pre-flare period or, better, the complete development of a flare.

The present work has confirmed that the emission spectrum (lines and Balmer continuum) grows when the star becomes fainter [20] and it has shown that, like for SS Cyg [18] the absorption spectrum is more developed when the luminosity increases. Moreover, a great part (or the totality) of the ultraviolet excess observed near minimum can be ascribed to the Balmer continuum.

Acknowledgements. One of the authors (D. C.) wishes to express his gratitude to Prof. V. A. Ambartsumian and to the Academies of Sciences of USSR and of Armenia for the possibility that he received to discuss, during several weeks at the Byurakan Observatory of the various problems connected with the present work. The other (L. V. M.) thanks Prof. Ch. Fehrenbach and Prof. A. Lallemand for the opportunity to work in their Institutions in France.

Observatoire de Haute-Provence
Institut d'Astrophysique de Paris
Byurakan Astrophysical Observatory

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

II. О СПЕКТРЕ RW ВОЗНИЧЕГО В ОБЛАСТИ 3080—6100 А

Д. ШАЛОНЖ, Л. ДИВАН, Л. В. МИРЗОЯН

Приводятся результаты спектрофотометрического исследования RW Возничего, основанного на пяти спектрах низкой дисперсии, покрывающих спектральную область 3080—6100 А.

Отжествлены наиболее интенсивные абсорбционные и эмиссионные мультиплеты. В спектре наблюдаются линии бальмеровской серии (либо в эмиссии, либо в поглощении), H и K CaII (в эмиссии), FeII (большей частью в эмиссии), Ti II, Cr II (в поглощении). Эти резуль-

таты находятся в согласии с данными, недавно опубликованными Гаамом, однако они охватывают дополнительно коротковолновую область 3080—3250 Å.

Грубо определено распределение энергии в континууме. Спектр, полученный при наибольшей яркости, содержит наиболее сильные абсорбционные особенности: бальмеровские линии, кроме первых, находятся в поглощении, а бальмеровский скачок положительный и небольшой. Остальные четыре спектра соответствуют периодам примерно одинаковой яркости (около одной звездной величины слабее у 4250 Å, чем предыдущий). Один из них похож на описанный выше спектр, однако поглощение слабее. Три остальных спектра содержат более интенсивные эмиссионные линии, включая бальмеровские, а бальмеровский континуум — эмиссионный.

В эмиссионных спектрах, соответствующих меньшей яркости звезды, наблюдается сильный ультрафиолетовый избыток по сравнению с абсорбционным спектром, при этом, вероятно, этот избыток большей частью обусловлен бальмеровским континуумом.

REFERENCES

1. V. A. Ambartsumian, Discours Introductif au Symposium sur l'Evolution des Etoiles, Trans. IAU, Vol. VIII, University Press, Cambridge, 1954, p. 665.
2. G. H. Herbig, Adv. Astr. Astrophys., 2, 47, 1962.
3. G. Haro, Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astr. Obs. Nat. Univ. La Plata, 1962, p. 37.
4. V. A. Ambartsumian, Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, University Press, Cambridge, 1957, p. 177.
5. J. P. Swings, P. Swings, Astrophys. Lett., 1, 54, 1967.
6. A. Baillet, D. Chalonge, J. Cojan, Ann. Astrophys., 15, 144, 1952.
7. A. H. Joy, G. van Biesbroeck, P.A.S.P., 56, 23, 1944.
8. B. V. Kukarkin et al, General Catalogue of Variable Stars, Vol. 1, Moscow, 1969.
9. A. Joy, Ap. J., 102, 168, 1945.
10. G. H. Gahm, Ap. J., 160, 1117, 1970.
11. O. Struve, Ap. J., 99, 70, 1934.
12. P. Swings, O. Struve, Ap. J., 101, 224, 1945.
13. P. Merrill, Ap. J., 105, 360, 1947.
14. P. Swings, Ann. Astrophys., 13, 134, 1950.
15. G. Herzberg, Ap. J., 107, 94, 1948.
16. A. D. Thackeray, M. N., 135, 51, 1967.
17. L. Divan, Spectral Classification and Multicolour Photometry, IAU Symposium No. 24, ed. W. Bidelman, 1966, p. 311.
18. D. Chalonge, L. Divan, L. V. Mirzoyan, Astrofizika, 4, 603, 1968.
19. W. Götz, Die Sterne, 43, 16, 1967.
20. L. V. Mirzoyan, E. S. Kazarian, Astrofizika, 1, 213, 1965.

Appendix

Table 2

EMISSION AND ABSORPTION LINES OBSERVED
IN THE SPECTRUM OF RW AUR

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 A	5 B	6 A		
H									
4861.33	H β	57	61	62	60	60	63.5		
4340.47	H γ	40	36	40	40	40	37		
4101.74	H δ	01	00	03	04	01	99.5		
3970.07	H ϵ	68	68	—	—	65	71		
3889.05	H ζ	88	88	89	88	85	87.5		
3835.39	H η	35	30	38	35	—	35		
3797.90	H θ	98	00	00	00	98	97		
3770.63	H ι	71	70	74	75	—	70		
3750.15	H κ	49	50	50	54	47	49		
3734.37	H λ	38	—	35	34	37	33.5		
3721.94	H ν	23	—	23	29	20	21		
3711.97	H ξ	08	—	14	17	—	15		
Mg I									
3838.29	3						39.5		
3832.30				38	35		31.5		
3829.35							28.5		
3838.29							37.0		
3832.30							31.5		
Ca II									
3933.66	1	35	34	34	34	34	37—35		
3968.47		68	68	66	65	65		74	
Ti II									
3349.40	1	50	51	48	49	49			
3361.21		64	63	61	61	62			
3372.80		74	74	71	72	72			
3383.76		}86	}87	}84	}83	}83			
3380.28									
3387.83		}97	}91	}94	}95	}95			
3394.57									
3234.52		2	}35	}37	}35	}35		}37	
3236.57			}41	}40	—	}40		}40	
3239.04									
3242.00	}51		}53	}51	}51	}52			
3254.25									
3252.91	}21		}20	17	}18	}18			
3251.91									
3217.06	}29		}23	23	}28	}29			
3222.84									
3229.19									

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 A	5 B	6 A
Ti II (cont.)							
3088.63	5	90	88				
3078.65		}77	}75				
3075.23							
3072.97			}72				
3072.11							
3066.22			69	68			
3066.35							
3444.31	6			43	44		
3461.50				62	62		
3477.18				77	79		
3491.65				}93	}92		
3489.70							
3322.94	7	18	23	23	25	24	
3329.46		—	30	29	29	29	
3335.19		—	37		33	35	
3440.34		}42	}44	}41	}42	}41	
3343.77							
3346.72			50	51	48	49	49
3348.84							
3308.81			18	—	—	—	
3318.02			—	23	23	25	24
3326.76							
3168.52	10	72	—	70	70	70	
3162.57		}62	}64	}62	}61	}61	
3161.76							
3161.21							
3155.67		}51	—	}54	}55	}55	
3152.25							
3154.20							
3759.29	13			}63	}63	58.0	
3761.32							
3685.19	14			87	88	84.5	
3349.04	16	50		48	49	49	
3341.88		42		41	42	41	
4395.03	19					96.0	
4443.80						42.5	

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 A	5 B	6 A
Cr II							
3643.22	1						41.5
3644.70							44.0
3647.40							47.0
3651.68							51.0
3408.77	3	05	08	10	09	10	
3422.74		—	—	22	22	22	
3433.90		32	33	33	33	31	
3382.68		86	87	84	83	83	
3403.32		05	—	04	03	04	
3421.20		—	—	22	22	22	
3363.71		64	63	61	61	62	
3391.43		88	91	94	95	—	
3353.12	4	}50	}51	—	—	—	
3349.34		—	—	—	—	49	
3324.06		—	}23	23	25	24	
3328.35		—	—	29	29	29	
3374.95		74	74	71	72	72	
3342.51		}42	}44	}41	}42	}41	
3339.80		—	—	—	—	35	
3336.33		—	—	71	67	69	
3368.05		—	—	61	61	—	
3358.50		—	—	48	49	49	
3347.84	—	—	—	—	—		
3132.06	5	33	33	32	33	34	
3124.98		}21	}20	}19	}20	}20	
3120.87		—	—	48	48	48	
3118.65		—	—	36	36	34	
3147.23		—	—	27	27	30	
3136.68		28	28	—	—	—	
3128.70		—	—	—	—	—	
3180.73	9	—	—	80	80	—	
3197.12		—	—	97	97	98	
3209.21		—	—	09	09	—	
3217.44		21	20	17	18	19	
3181.43		—	—	80	80	—	
3196.96		—	—	97	97	98	
3208.62		—	—	09	09	—	

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 A	5 A	6 B	
Mn II								
3441.98	3	41	40	43	44	39		
3460.31		59	60	62	62	57		
3474.12		}76	}72	}75	}75	}73		
3474.04								
3482.91		86	81	79	79	80		
3488.68		90	87	—	—	89		
3496.81		}98	}00	—	—	95		
3497.54				—	—			
3495.83				—	—			
Fe I								
4375.93	2	74	69	75	71	80	75	
4427.31		16	22	23	30	39	26	
4461.65		66	62	60	58	62	61	
4482.17		}90	}88	}87	}90	}86	}81	
4489.74								
4347.24		49	50	50	49	47	89	
4445.48		44	42	45	50	39	—	
4471.68		66	78	70	79	62	—	
4389.24		84	82	86	86	80	—	
4435.15		34	42	45	30	39	—	
4466.57		66	62	60	58	62	—	
4216.19		3	}12	14	18	—	}12	—
4206.70				03	06	06		07
4199.97			99	03	98	99	03	97
4134.34	32		29	29	32	30	—	
4149.96	48		46	53	56	64	—	
4191.47	97		92	90	83	92	—	
4258.12	57		60	60	62	57	59	
4232.72	33		34	34	33	33	32	
3859.91	4	60	62	57	55	58	60	
3886.28		88	88	—	—	85	—	
3899.71		00	00	98	—	}03	00	
3906.48		04	04	07	06		08	
3824.44		27	20	24	23	26	—	
3856.37		54	52	57	55	58	57	
3878.58		80	75	75	75	75	79	
3930.30		35	34	34	34	34	—	
3920.26				18				

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 Λ	5 B	6 A		
Fe I (cont.)									
3719.94	5	23	15	18	17	20	21		
3737.13		38	43	32	38	37	36		
3745.56		49	50	48		47	44.5		
3748.26							49		
3745.90			43				44.5		
3679.91		80	82	80		78	80		
3705.57		08	08	07		07	05		
3722.56		23	26	32		20	22.5		
3733.32		31					37	33.5	
3683.05		80	82	80		78			
3707.83	08	08	07		07				
3440.61	6	41	40	43	44	39			
3440.99									
3443.88									
3490.58		90	91	—	—	89			
3475.45		76	76	—	—	73			
3465.86		69	68	62	62	67			
3526.04		23	22			22			
3497.84		98	00			95			
3476.70		76	76			73			
5269.54	15			67	73	69			
5328.04				20	26	20			
5371.49				—	66	63			
5405.78				03	00	00			
5434.53				33	—	33			
5397.13				03	00	00			
5429.70				33	24	33			
5446.92				52	—	48		58	52
5455.61									
3581.20	23	84	85	83	84	82	79.5		
3647.84		46	45	45	46	43	47		
3631.46		27	34	34	34	30	29.5		
3618.77		19	—	20	17	17	17.5		
3608.86		05	05	11	10	—	08		
5167.49	37					68			
5227.19						29			
5270.36						69			
4383.55	41	84	82	86	86	80	84		
4415.13		16	14	14	10	12	15.5		
4294.13		97	97	97	83	92	94.5		
4337.05		36	36	34	32	40	37		

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Multiplet	1 B	2 B	3 A	4 A	5 B	6 A
Fe I (cont.)							
4271.76	42	72	72	80	83	73	70
4307.91		11	11	03	08	01	07
4202.03		99	03	06	06	03	02
4250.79		48	42	45	—	—	52
4045.82	43	44	49	44	—	—	—
4063.60		63	63	63	65	65	62
4071.74		75	77	—	—	73	—
3969.26		68	68	66	—	65	66
4005.25		06	08	11	99	08	—
4143.87		45	46	—	—	—	41
4132.06		32	29	29	32	30	31.5
3815.44	45	16	16	—	—	15	—
3827.82		17	30	—	—	26	—
3841.05		39	44	—	—	—	—
Fe II							
3277.35	1	78	77	77	78	76	—
3302.86		03	05	04	03	03	—
3312.71		}14	}15	}13	}13	}15	}15
3314.00							
3255.88		56	58	57	57	57	—
3281.29		81	85	82	81	81	—
3295.81		95	97	95	96	92	—
3303.47		03	05	04	03	03	—
3264.76		65	65	65	63	65	—
3285.43		85	85	82	85	81	—
3227.73	6	25	25	—	—	26	—
3213.31		}13	}13	09	—	}12	}12
3210.45							
3192.92		95	—	—	—	89	—
3186.74		85	85	84	85	84	—
3193.81		95	—	—	—	—	—
3166.67		}68	}66	}65	}65	}65	}65
3170.34							
3196.07	7	95	—	—	—	—	—
3183.11		}85	}85	}84	}85	}84	}84
3185.32							
3163.09		—	—	—	—	—	—
3161.95		—	—	—	—	—	—

Table 2 (cont.)

λ_{lab}	Mult.	1 B	2 B	3 A	4 A	5 B	6 A
Fe II (cont.)							
4233.17	27	33	34	34	33	33	32
4351.76		49	50	50	49	47	50
4416.82		16	14	14	16	12	15.5
4173.45		75	76	76	78	74	72
4303.17		97	97	03	08	01	01
4385.38		84	82	86	86	80	84
4128.73		32	29	29	32	30	—
4273.32		72	72	70	75	73	—
4178.86	28	75	76	76	78	74	78
4296.57		97	97	97	83	92	74.5
4369.40		74	69	69	71	69	—
4122.64		21	29	21	19	21	20.5
4258.16		57	60	60	62	57	59
4629.34	37	28	27	27	25	25	28
4555.89		50	54	54	56	52	56
4515.34		21	15	15	11	17	15
4491.40		90	88	87	90	86	89
4520.22		21	15	25	11	17	20.5
4489.18		90	88	87	90	86	89
4472.92		66	78	72	—	—	—
4666.75		60	—	63	63	65	65
4582.83		84	80	80	82	84	81.5
4534.17		27	—	25	32	27	—
4583.83	38	84	80	80	82	84	81.5
4549.47		50	54	48	48	46	47
4522.63		27	}15	}15	}11	}17	—
4508.28		03					—
4620.51		28	23	19	25	19	—
4576.33		73	80	73	73	75	—
4541.52		50	54	54	48	46	40
5169.03	42				70	68	68
5018.43					11	11	11
4923.92					19	19	16
Sr II							
4077.71	1			75	80		80
4215.52				23	14		18.5

REMARKS

H — The many blends make the identification of the last Balmer lines very difficult on the small dispersion spectra. On the spectrum 6 (large dispersion, Fig. 3) the Balmer lines appear as very sharp absorption lines (shell) superimposed on wide profiles (underlying star).

- Ti II — All the lines of Ti II are observed here as absorption lines. None of these observed in emission by Joy [7] in the visible could be recognised on our spectra. (5): identification impossible in the spectra 3, 4, 5, the shortest wave-lengths being underexposed.
 (6), (13), (14): visible only on the group A spectra (No. 3, 4),
 (19): visible on spectrum No. 6 (large dispersion) as absorption lines: Gahn gives them as emission lines.
- Cr II — (1): the feature visible near 3645 Å in the group A spectra (No. 3, 4) may correspond to the group of 4 lines of the multiplet blended with a line of Fe I (23).
 (3), (4), (5), (9): in the group B spectra (No. 1, 2, 5) some lines of the four multiplets disappear, probably blended with unidentified emission lines.
- Mn II — (3): this multiplet seems in emission in the three spectra of group B (No. 1, 2, 5) and in absorption in the two others: Gahn observed only absorption.
- Fe I — (2): on the low dispersion spectra the identification is difficult: the large dispersion spectrum No. 6 confirms the existence of the strongest lines only.
 (3): faint lines on spectrum No. 6.
 (4): line 3886,28 Å, blend with H₈, disappears in group A.
 (5): emission in group B spectra; faint emission in spectrum No. 3; the strongest lines in absorption in spectrum No. 4; absorption in spectrum No. 6.
 (6): emission in group B, absorption in group A.
 (37): in absorption in the unique spectrum of group B extending in the region considered.
 (43): the emission lines 4063 Å and 4132 Å are, as expected in a RW Aur type star, more intense than the other lines of the multiplet.
 (45): emission in group B; not observable in group A.
- Fe II — (1): the emission feature at 3278–81 Å is more intense in spectrum No. 1 than in the others (No. 6, 7): the two emission features 3195 Å and 3213 Å (each of which is the superposition of some emission lines of both multiplets) are more or less in coincidence with some absorption lines of Cr II (9) and Ti II (2). For that reason, 3195 Å and 3213 Å appear more intense in spectrum No. 1 where the absorption lines have almost disappeared and they are faint or absent in the other spectra.
- Sr II — (1): identification uncertain.

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
СН ЛЕБЕДЯ ЗА 1967—1969 ГОДЫ

Г. Н. ДЖИМШЕЛЕЙШВИЛИ

Поступила 29 июля 1970

Пересмотрена 23 декабря 1970

Рассмотрены результаты спектральных наблюдений полуправильной переменной СН Лебедя за 1967—1969 гг., проведенных на менисковой призмной камере Абастуманской обсерватории. Изучены изменения в непрерывном спектре, которые затем сопоставлены с изменениями относительного монохроматического блеска звезды. Отмечается зависимость между непрерывным излучением в фиолетовых лучах и изменением эмиссии в водородных линиях. Изменения непрерывного излучения в красных, зеленых и синих лучах частично приписываются спектру красного компонента СН Лебедя.

После вспышек 1963 и 1967 гг. [1, 2] звезда СН Лебедя, известная по каталогу переменных звезд [3] как SRa (период 97 дней, спектр М6), считается новоподобной переменной, обладающей комбинированным спектром. Спектральные и фотометрические данные говорят в пользу того, что СН Лебедя — граничный тип симбиотической звезды, когда более уверенно можно говорить о двойственности звезды. В данном случае звезда считается тесной двойной [4—6].

Два спектра СН Лебедя, полученные нами в 1966 г., были использованы в работе [7], когда звезда служила нам в качестве стандартной при спектрофотометрии углеродных звезд. Спектр соответствовал тогда классу М6 III. Так как в июне 1967 г. произошла вспышка звезды, сопровождаемая значительными изменениями в спектре, мы продолжили ее наблюдения.

Предварительные результаты, касающиеся наблюдений спектра за 1967 и 1968 гг., опубликованы в [8—11]. Здесь мы приведем данные наблюдений за 1969 г. и результаты сопоставления всего наблюдательного материала за время вспышки 1967—1969 гг.

Наблюдательный материал. Спектры СН Лебеда нами были получены на менисковой призмной камере Абастуманской обсерватории с 8^{-ой} призмой. Данные наблюдений за весь период приведены в табл. 1. В каждую ночь наблюдений мы старались иметь спектры как для красного участка спектра, так и для синего, но, как это видно из табл. 1, не для всех дат удалось это сделать. К сожалению, наш наблюдательный материал не является достаточно полным в том смысле, что не все спектральные изменения во времени были охвачены наблюдениями. Например, на спаде блеска, между 15 августа и 12 сентября 1969 г., в спектре произошли значительные изменения. Исчезла эмиссия в линиях. Именно в этом промежутке времени у нас не было наблюдений и, таким образом, характер изменения эмиссионного спектра при его исчезновении (то же касается его появления) нам не удалось уловить.

Общая характеристика спектра. Для спектра СН Лебеда характерны полосы поглощения окиси титана. За время наблюдений спектр поглощения в основном не изменялся. Мы оцениваем спектр поглощения как М6 III. Это определение касается визуального, фотографического и близкого ультрафиолетового участков спектра. Спектр в близких ультрафиолетовых лучах определен согласно данным работы [12]. Нарушения в структуре полос поглощения в спектре мы опишем ниже. Микрофотограммы, характеризующие основные этапы изменения спектра, приводим на рис. 1 и 2. Буквами а, в, с, d и т. д. обозначены бленды полос поглощения. Длины волн соответствующих бленд и полос поглощения приведены в [12]. Для сравнения на рис. 2 приводим также нормальный спектр звезды-гиганта класса М5 HD 132813 в близких ультрафиолетовых лучах. Рассмотрение микрофотограмм показывает, что если до вспышки была видна в эмиссии только бленда линий Fe II 4173, 4179, то на спектрах, полученных при вспышке, в эмиссии видны в основном бальмеровские линии водорода H_2-H_{11} . На некоторых спектрах видны также эмиссионные линии He I 5015 и He I 3883 (бленда 3888 и 3889 H_6). Но в отличие от долгопериодических переменных Me в спектре СН Лебеда, как и в спектрах симбиотических звезд, например Z Андромеды, значение бальмеровского декремента почти нормально [10, 13]. Сильные изменения претерпела линия поглощения Ca II, K. Сложное строение K-линии хорошо видно даже на наших мзлодисперсных спектрах. Рассмотрение микрофотограмм также показывает, что кроме изменений в линиях и полосах значительные изменения произошли в непрерывном спектре в различных лучах. Например, рассмотрение рис. 1 и 2 показывает увеличе-

Таблица 1

№ п/п	№ пла- стинок	Дата	Юлианские дни	Эмульсия	Экспозиция в мин
			2439000+		
1	5590	23.VI.1966	300.467	Kodak OaF	15
2	5627	10.VII.	317.413	ORWO ZU-I	70
3	6398	4.VIII.1967	707.359	Kodak OaO	36
4	6399	7.VIII.	710.281	" OaO	40
5	6401	8.VIII.	711.256	" OaF	27
6	6489a	14.IX.	748.262	" OaF	30
7	6497	29.IX.	763.244	" OaO	50
8	6512	2.X.	766.224	" OaF	40
9	6517	4.X.	768.242	" OaO	30
10	6534	5.X	769.216	" OaF	40
11	6604	27.X.	791.231	" OaF	40
12	6620	30.X.	794.246	" OaO	40
13	6626	31.X.	795.250	" OaO	30
14	6642	5.XI.	806.220	" OaF	40
			2440000-		
15	7099	4.VIII.1968	073.343	" OaF	40
16	7100	5.VIII.	074.372	ORWO ZP-3	30
17	7106	13.VIII.	082.283	Kodak OaO	25
18	7107	13.VIII.	082.302	ORWO ZP-3	20
19	7108	13.VIII.	082.323	Kodak OaF	15
20	7138	25.VIII.	094.322	" OaO	30
21	7143	26.VIII.	095.333	" "	20
22	7153	29.VIII.	098.356	" "	20
23	7164	15.IX.	115.282	" "	20
24	7241	20.IX.	120.276	" "	40
25	7293	25.IX.	125.222	" "	20
26	7784	10.VI.1969	383.449	" "	60
27	7878	12.VIII.	446.294	" OaO	40
28	7879	12.VIII.	446.325	" OaF	40
29	7884	15.VIII.	449.290	" OaF	40
30	7885	15.VIII.	449.322	" OaO	40
31	7994	12.IX.	477.137	" OaO	60
32	7995	12.IX.	477.267	" OaF	60
33	8169	14.X.	509.276	" OaF	60
34	8170	14.X.	509.309	" OaO	60
35	8178	15.X.	510.259	" OaF	60
36	8180	15.X.	510.331	Kodak OaO	60

ние непрерывного излучения в красных лучах (рис. 1, спектры № 7108 и 6642) и ультрафиолетового излучения (рис. 2, спектры № 7106 и 7143). Рассмотрение рис. 2 показывает также, что при вспышке все полосы поглощения, расположенные в близком ультрафиолетовом участке спектра, залиты непрерывной эмиссией (рис. 2, спектры № 7106 и 7143).

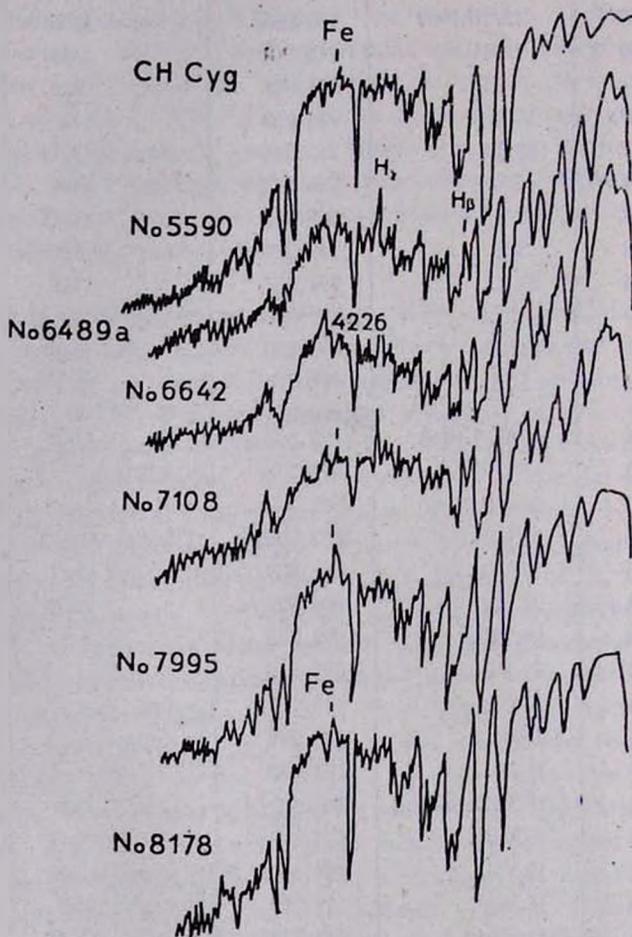


Рис. 1. Регистрограммы спектров СН Лебедя (λ . 6800—3500)

Определенные при вспышке спектральные данные, касающиеся водородной эмиссии (линейной и непрерывной), характерны для звезд с комбинированным спектром. Наличие переменных во времени избытков излучения в красных, зеленых, синих и фиолетовых лучах и

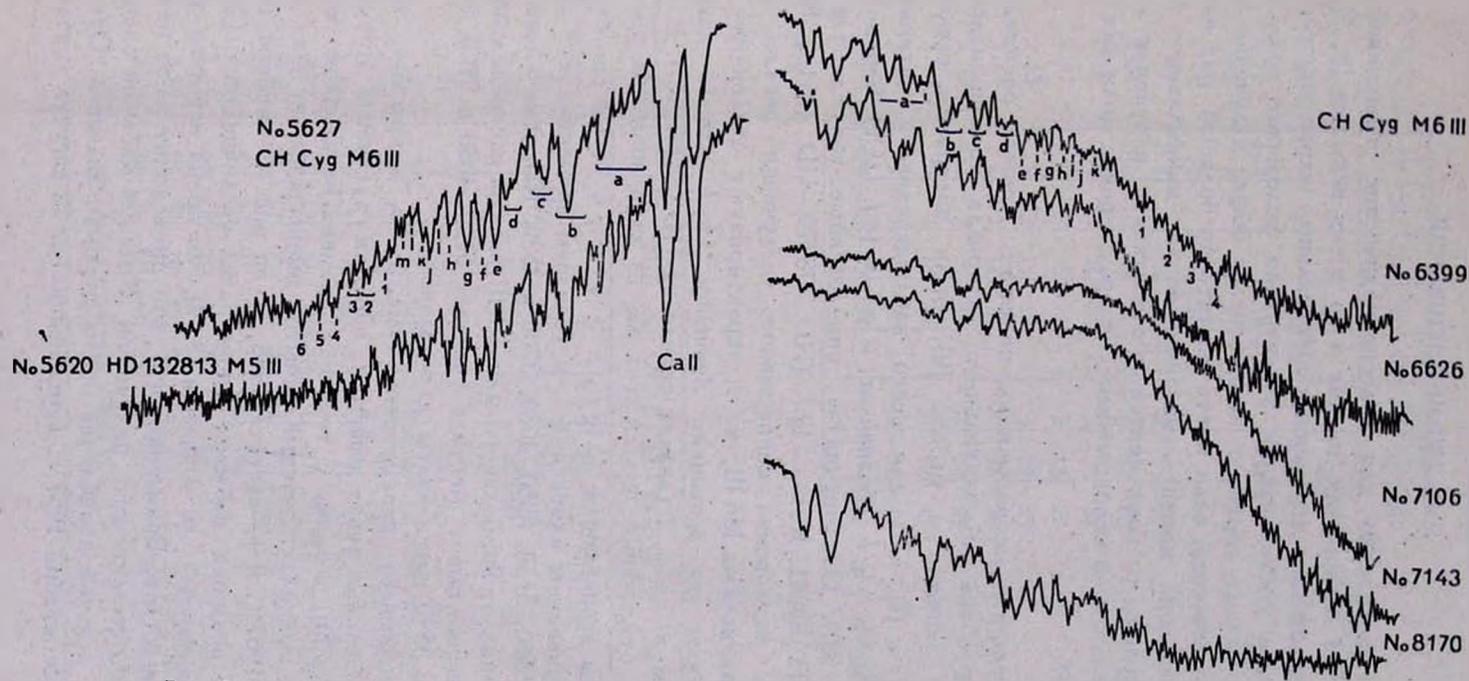


Рис. 2. Регистрограммы СН Лебеда и HD 132813 (M5 III) в фиолетовом участке спектра ($\lambda\lambda$ 3900—3500).

эмиссии Fe II характерно для долгопериодических переменных и отмечено для СH Лебеда как до, так и во время вспышки [8, 9].

Взаимоналожение переменных спектральных характеристик позднего и раннего составляющих значительно усложняет выделение в чистом виде вклада горячего компонента в общее излучение звезды. Но, с другой стороны, если иметь достаточно большой ряд наблюдений, охватывающий моменты максимального и минимального влияния горячего и холодного компонентов, и сопоставить изменения в линейчатом (полосчатом) и непрерывных спектрах, оценка доли каждого из них возможна.

Фотометрия непрерывного спектра. Кривые распределения энергии. Обработка наблюдательного материала производилась нами так, как это описано в работе [9]. Были построены зависимости ($\Delta \lg I_\lambda, \lambda^{-1}$) и ($\delta_\lambda, \lambda^{-1}$) для всего наблюдательного материала (36 спектров). Здесь $\Delta \lg I_\lambda$ обозначает $\Delta \lg I_\lambda = \lg I_\lambda$ (СН Лебеда) — $\lg I_\lambda$ (HD 184241, K0). Отклонения δ_λ , определенные как $\delta_\lambda = \Delta \lg I_\lambda$ (СН Лебеда — HD 184241, K0) — $\Delta \lg I_\lambda$ (HD 178770 — HD 176410, K0), характеризуют отклонения непрерывного излучения звезды от нормального для звезды М6 III, т. е. характеризуют отклонения от излучения звезды вне вспышки. Значения $\Delta \lg I_\lambda$ для 15 длин волны приводим в табл. 2 (звезда сравнения HD 184241, K0). В табл. 3 приводятся отклонения δ_λ для тех же 15 длин волн. На рис. 3 и 4 представлены зависимости ($\Delta \lg I_\lambda, \lambda^{-1}$) и ($\delta_\lambda, \lambda^{-1}$). На рис. 5 для наглядности приведены изменения δ_λ с течением времени для 6 значений длин волн, 6560, 5550, 5080, 4080, 3700 и 3590. Как отмечалось раньше [9], отклонение от нормального для М6 III звезды распределения энергии вне вспышки имеет место в участках 5100, 4080 и 3700. Участки 6560, 5550 и 3590 здесь взяты для сравнения.

Как показывает рассмотрение рис. 3—5, в красных, зеленых, синих и фиолетовых лучах имеются избытки излучения (около 6560, 5080, 4080, 3700), которые с течением времени неодинаково меняются в различных пределах. Зеленый избыток уменьшался до нуля два раза (5 октября 1967 г. и 13 августа 1968 г.; на рис. 4 — номера 10 и 18), затем после вспышки избыток снова начал увеличиваться. Синий избыток, характерный до вспышки [8, 9], во время вспышки тоже несколько возрастает. Возможно, что это происходит из-за повышения непрерывного фиолетового излучения. Красный избыток сначала увеличивается, а затем колеблется около среднего значения. Отклонения произошли 5 октября 1967 г. (уменьшение) и 12 августа (увеличение).

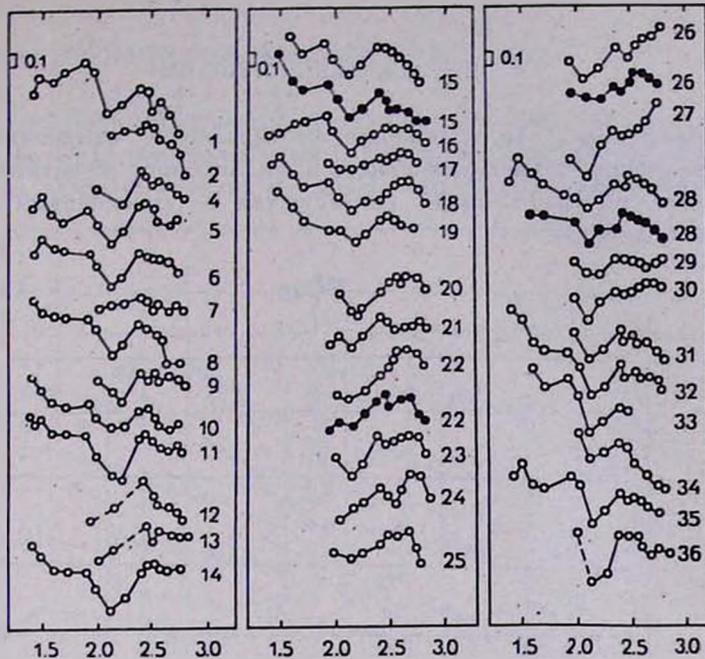
$\Delta \lg I$  λ^{-1}

Рис. 3. Зависимости ($\Delta \lg I$, λ^{-1}), звезда сравнения HD 184241, K0.

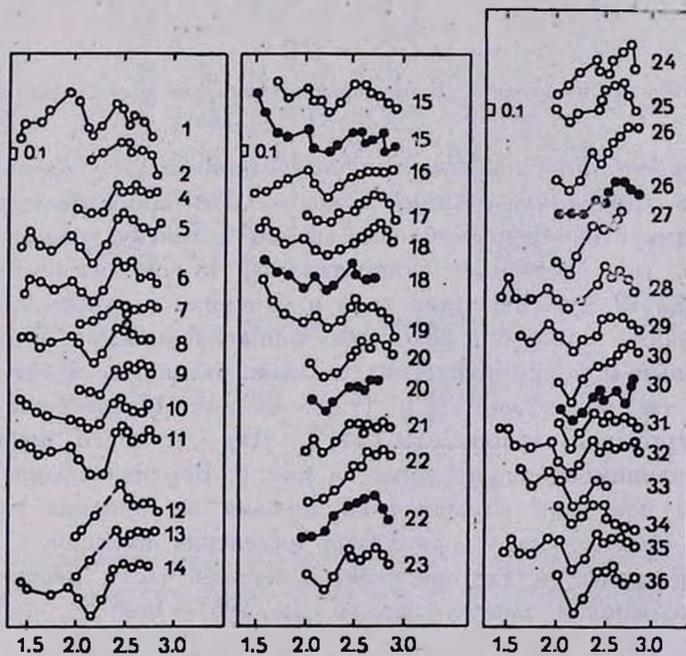
 σ_{λ}  λ^{-1}

Рис. 4. Зависимости (σ_{λ} , λ^{-1}).

Как увидим ниже, эти изменения не связаны с изменением водородного излучения. Изменения синего и фиолетового избытков подобны и, как будет показано ниже, согласуются с изменениями водородной эмиссии в линиях.

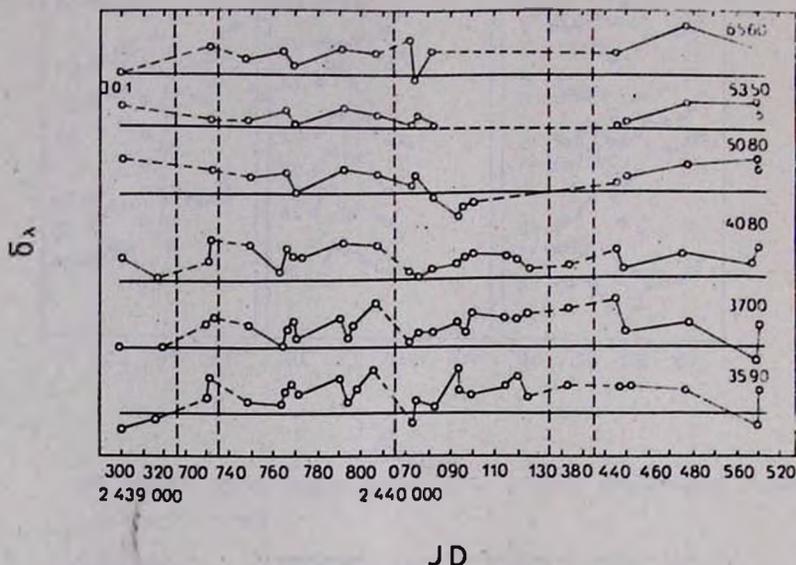


Рис. 5. Кривые изменения δ_λ с течением времени для шести участков спектра.

Кривые относительного монохроматического блеска. Интенсивность эмиссионных линий и полос. Для сопоставления полученных данных с изменением блеска звезды и линейчатого (полосчатого) спектров, мы построили относительные монохроматические кривые блеска для 12 значений длин волн и измерили в относительной шкале интенсивность эмиссий в некоторых линиях и полосах. В качестве относительных монохроматических величин блеска мы брали пропорциональные им величины $\Delta \lg I_\lambda$ (табл. 2) для 15 значений длин волн. Затем строились зависимости ($\Delta \lg I_\lambda, JD$) для всего периода наблюдений. Зависимости приведены на рис. 6. Вертикальными черточками на рис. 6 показаны величины отклонения от средних значений. На этом же рисунке внизу приведены изменения эмиссии в H_β в относительной шкале и для сравнения в верхней части рисунка приведен график изменения блеска звезды за 1967—1968 гг. по данным работы [6].

Мы оценили интенсивность эмиссии в линиях и полосах в относительной шкале, а также отметили нарушения в строении полос по-

глощения из-за появления линий металлов. Так как спектры на пластинках Кодак ОаО получены нами в основном для изучения участка в фиолетовых лучах и участок около H_γ передержан, мы решили огра-

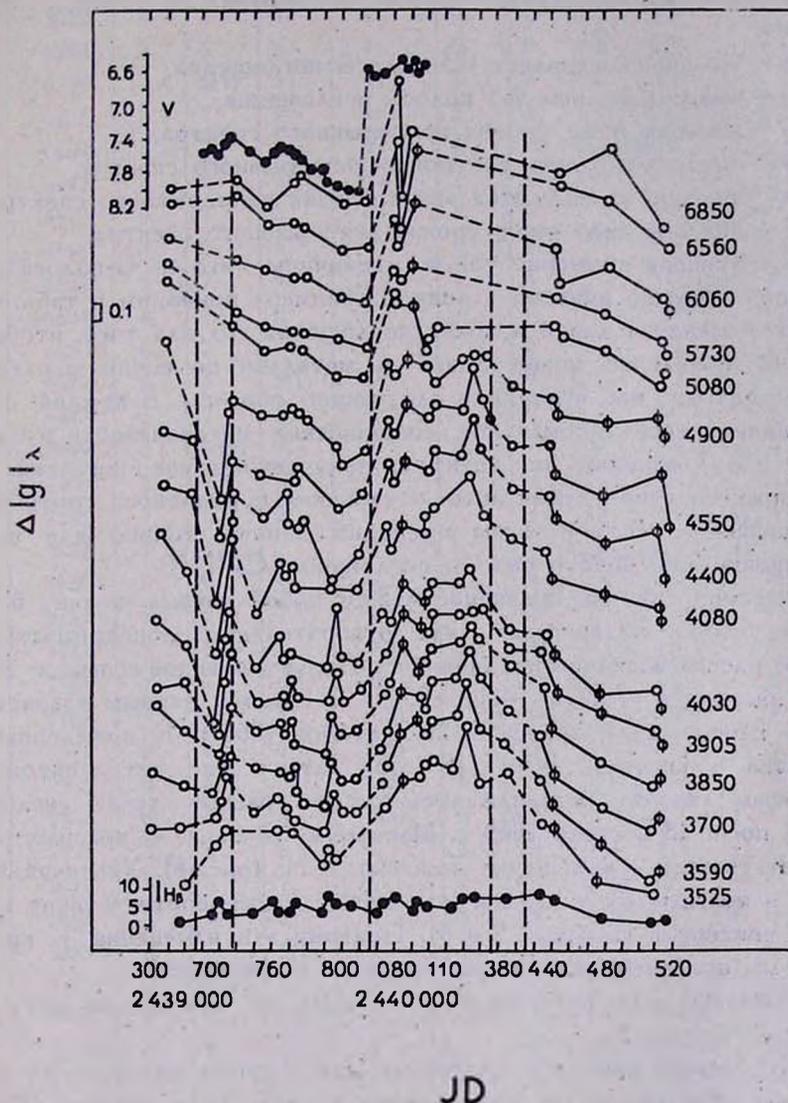


Рис. 6. Зависимости ($\Delta \lg I_\lambda$, JD) для 15 значений длин волн. В верхней части рисунка приведены изменения блеска звезды в лучах V по Честеру [6]. Внизу — изменение интенсивности в H_γ в относительной шкале.

ничиться определением эмиссии в линиях (полосах) в грубой относительной шкале. В данном случае это оправдано тем, что нас здесь

интересовала не сама величина эмиссии, а ее изменение с течением времени. Шкалу интенсивности приводим ниже:

- 0 — эмиссии нет,
- 1 — эмиссия меньше 0.5 полосы поглощения, в которой она находится,
- 2 — эмиссия составляет 0.5 полосы поглощения,
- 3 — эмиссия больше 0.5 полосы поглощения,
- 4 — эмиссия ниже уровня непрерывного спектра,
- 5 — эмиссия доходит до уровня непрерывного спектра,
- 6 — эмиссия поднимается выше уровня непрерывного спектра,
- 7 — эмиссия явно выше уровня непрерывного спектра,
- 8 — эмиссия примерно той же величины, что и G-полоса в поглощении. Оценки эмиссии в линиях Бальмера приводим в табл. 4.

Что касается линий и полос поглощения, то для того, чтобы обнаружить появление новых линий и металлов по нашим малодисперсным спектрам, мы поступили следующим образом. В каждой полосе или линии оценено нормальное соотношение интенсивности входящих линий или компонент по спектру, полученному вне вспышки. Для остальных спектров отмечались отклонения нормального соотношения интенсивности. В табл. 4 мы приводим данные только для полосы поглощения TiO 4548 и полосы поглощения Ca II, K.

Рассмотрение и сравнение между собой кривых на рис. 6 показывает, что в различных лучах относительные монохроматические кривые блеска менялись неодинаково. После июльской вспышки 1968 г. блеск звезды в участке 4900—3525 по нашим данным возрастал и достиг наибольшего значения 20 сентября 1968 г. К сожалению, наблюдений в красных лучах для этой даты у нас нет, поэтому мы не можем сказать, продолжалось ли в красных лучах увеличение блеска после 13 августа 1968 г. Максимуму блеска в красных лучах соответствовало уменьшение эмиссии в H_{β} (рис. 6). Увеличению избытка в красных лучах 12 августа 1969 г. также соответствует уменьшение эмиссии в H_{β} (рис. 5 и 6). Поэтому эти изменения в красных лучах мы приписываем влиянию красного компонента.

Всплески для различных длин волн по нашим данным представлены в табл. 5.

По данным работы [6] всплески для V цвета имели место в дни, не очень отдаленные от приведенных в табл. 5, а именно: 2439705; 712; 714; 757; 769; 770; 811; 2440068; 069; 085; 089; 094.

Наблюдаемые быстрые колебания относительного монохроматического изменения блеска в различных лучах мы считаем реальным потому, что они согласуются с быстрыми изменениями в H_{β} , а также

Таблица 4

№ п/п	№ пла- стинки	H ₃	H ₇	H ₈	H ₈ + 3889 HeI	H ₈	H ₉	H ₁₀	H ₁₁	TiO 4548	K Ca II
1	5590	0	4:	4:	0	0	0	0	0	—	—
2	5627	0	4:	4:	0	0	0	0	0	+	+
3	6398	3	6	6	4:	6	0	0	0	+	+
4	6399	5	5(1)	5:	4:	7	5	0	0	+	+
5	6401	3	7	7	4:	5	5	0(2)	0(2)	—	—
6	6489 _a	3	7	5	4:	4	неодержка		+	—	
7	6497	5	5	5(1)	4:	7	4	0	0	+	—
8	6512	3	7	5	4:	8	0	0	0	+	+
9	6517	3	5	5	4:	6	5	0	0	+	+
10	6534	5	7	6	4:	7	4	0	0	+	+
11	6604	3	7	6	4:	7	3	2:	2:	+	+
12	6620	6	7	6	5	7	5	3	3	+	+
13	6626	5	5	5(1)	5	7	4	3	3	+	+
14	6642	5	7	8	0	7	0	0	0	+	+
15	7099	3	8(3)	7	0	7(3)	7	0	0	+	+
16	7100	5	7	6	4	7	6	3	3	+	+
17	7106	7	8	7	6	7	7	4	4	+	+
18	7107	7	8	7	6	8	7	0	0	+	+
19	7108	6	8	7	6(3)	7	6	5	3:	+	+
20	7138	3	8	7	6(3)	7	5	3	3	+	+
21	7143	5	8	7	5(3)	8	6	3:	3:	+	+
22	7153	4	7	6(1)	5(1)	7	5	5	3	+	+
23	7164	4	6	6	4(3)	7	6	3	4	+	+
24	7241	6	6	6(1)	6(3)	7	6	4	4	+	+
25	7293	6	6	6	6(3)	8	7	4	6	+	+
26	7784	6	6	6	5(3)	8	3	3	3	+	+
27	7878	7	7	6	4	8	3	3	3	+	+
28	7879	7	8	7	5	7	0	0	0	+	+
29	7884	5	7	6	5	8	0	0	0	+	+
30	7885	6	6	5(1)	4	7	2:	0	0	+	—
31	7994	0	4:	5:	4:	0	0	0	0	+	+
32	7995	0	0	0	0	0	0	0	0	—	—
33	8169	0	0	0	0	0	0	0	0	—	—
34	8170	0	0	0	0	0	0	0	0	—	—
35	8178	0	0	0	0	0	0	0	0	—	—
36	8180	0	0	0	0	0	0	0	0	—	—

Примечание: (1) — передержка; (2) — неодержка; (3) — контур типа Р Лебеда. Наличие нарушений обозначено знаком „+“.

с фотометрическими данными. Как отмечают некоторые авторы [6, 15], быстрые изменения с периодом меньше 10 мин вообще характерны для СН Лебеда и наблюдаются в течение одной ночи. Как отмечалось в работе [15], это явление сближает звезду СН Лебеда по характеру изменения блеска со вспыхвающими звездами-карликами.

Таблица 5

JD	Участок спектра
2439711	4900—3590
763	4400—3850
768	3905—3590
794	4030—3525
2440072	6850—4030
082	6850—3525
120	4900—3525
446	6060—3590

Выводы. Наши наблюдения позволяют сделать некоторые заключения об изменениях, происшедших в спектре СН Лебеда за наблюдательный период. Оказалось, что в согласии с результатами работы [14], относительный монохроматический блеск и непрерывное излучение в фиолетовых лучах в общем изменяются в зависимости от изменения эмиссии в H_2 (рис. 6 и 5, график изменения эмиссии в H_2 мы приводим только на рис. 6). Но непрерывное излучение в фиолетовых лучах уменьшается медленно с колебаниями и не исчезает с окончанием вспышки. Относительные монохроматические кривые блеска в различных лучах изменяются неодинаково (рис. 6).

Что касается избытков непрерывного излучения в красных, зеленых и синих лучах (рис. 3—5), то их наличие в спектре мы приписываем частично влиянию красного компонента СН Лебеда. Это следует уже из того факта, что эти избытки наблюдались до вспышки, а во время вспышки зеленый и синий избытки в общем уменьшились. Кроме того, избыток в красных лучах не повторяет точно изменения водородной эмиссии. Это также отмечается в работе [16], где показано, что изменение в величине V больше, чем в r , тогда как вклад бальмеровской и пашеновской водородной эмиссии в величину V меньше, чем в r . Поэтому часть красного и фиолетового избытков следует приписать влиянию красного компонента.

THE RESULTS OF SPECTRAL OBSERVATIONS OF
CH CYGNI FOR 1967—1969

G. N. JIMSHELEISHVILI

The results of spectral observations of the semi-regular variable CH Cyg carried out in 1967—1969 with the help of Abastumani Observatory meniscus prismatic camera are discussed.

The variations in continuous spectrum have been studied, thereupon, compared with those of relative monochromatic brightness of the star. The relation between the continuous radiation in ultraviolet and the variation of emission in hydrogen lines have been noticed.

The variations of continuous radiation in red, green and blue light are attributed partly to the spectrum of the red component of CH Cyg.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. J. Deutsch, IAU Cirk., No. 2020, 1967.
2. M. T. Martel-Chossat, IAU Circ., No. 2027, 1967.
3. Б. В. Кукаркин, П. П. Парнаго и др., Общий каталог переменных звезд. I, 1958.
4. R. Faraggiana, M. Hack, Mém. Liège, 17, 317, 1969.
5. R. Faraggiana, M. Hack, Astrophys. Space Science, 3, No. 1, 205, 1969.
6. B. Cester, Astrophys. Space Science, 3, No. 1, 198, 1969.
7. Г. Г. Джимшелейшвили, Бюлл. Абастуманской obs., 37, 89, 1969.
8. М. В. Долидзе, Г. Н. Джимшелейшвили, Астрон. цирк., № 449, 5, 1967.
9. М. В. Долидзе, Г. Н. Джимшелейшвили, Бюлл. Абастуманской obs., 37, 35, 1969.
10. Г. Н. Джимшелейшвили, Астрон. цирк., № 505, 8, 1969.
11. Г. Н. Джимшелейшвили, Астрон. цирк., № 557, 1970.
12. М. В. Долидзе, Г. Н. Джимшелейшвили, Бюлл. Абастуманской obs., 37, 68, 1969.
13. R. Faraggiana, Mem. Soc. Astr. Ital. 39, fasc. 2, 291, 1968.
14. G. A. H. Walker, S. C. Morris, P. F. Younger, Ap. J., 156, 117, 1969.
15. H. M. Johnson, J. C. Golson, Ap. J., 155, L91, 1969.
16. G. Wallerstejn, Observatory, 88, 111, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

О ДВИЖЕНИИ ВЕЩЕСТВА В ОБОЛОЧКЕ Р ЛЕБЕДЯ

Е. Р. АСТАФЬЕВ

Поступила 8 марта 1970

Пересмотрена 5 октября 1970

По пяти спектрограммам высокой дисперсии измерены скорости смещения внешних срезов абсорбционных линий Р Лебеда. Скорости, нормированные по интенсивностям линий, показывают прямую зависимость от потенциала ионизации. Таким образом, стратификация вещества в оболочке Р Лебеда отсутствует. В оболочке Р Лебеда существует замедляющееся движение вещества.

Изучая спектр Р Лебеда, О. Струве обнаружил, что лучевые скорости абсорбционных линий уменьшаются с ростом ионизационных потенциалов [1]. В дальнейшем Ц. С. Билс [2] подтвердил эту зависимость и показал, что:

1. В оболочке звезды существует ускоряющееся наружу движение вещества. Абсорбционные линии с большими потенциалами ионизации образуются в оболочке глубже, чем линии с малыми потенциалами ионизации.

2. Вещество в оболочке Р Лебеда расслоено: „...атомы с большими потенциалами ионизации занимают оболочку малого диаметра относительно центра звезды и наоборот“.

3. Лучевые скорости вершин эмиссионных линий не зависят от ионизационных потенциалов.

Как было показано нами [3], лучевые скорости вершин абсорбционных линий искажены соседней эмиссионной линией и поэтому не могут характеризовать движения вещества в оболочке Р Лебеда. В связи с этим нужно найти новую характеристику движения вещества в оболочке звезды, свободную от влияния эмиссионных линий. Будем

исходить из общепринятой схемы образования линий типа Р Лебеда [4].

Линии типа Р Лебеда образуются в движущейся с ускорением наружу оболочке звезды. Абсорбционный компонент линии образуется в заштрихованной части оболочки *a* (рис. 1А). Он смещен в коротковолновую часть спектра относительно нормального положения линии за счет эффекта Доплера. Центр эмиссионного компонента линии образуется частями оболочки *c* (рис. 1А).

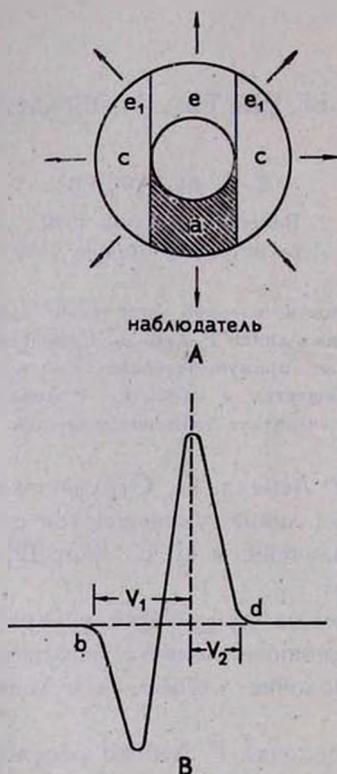


Рис. 1. Схема формирования линий типа Р Лебеда.

В качестве характеристики движения вещества в оболочке звезды, по идее С. В. Рублева, можно принять лучевые скорости V_1 и V_2 внешних „срезов“ *b* и *d* абсорбционного и эмиссионного компонентов спектральных линий Р Лебеда (рис. 1Б).

Известно, что центральные части линий в звездных спектрах определяются доплеровским расширением, а крылья—затуханием излу-

чения. Р Лебеда является сверхгигантом ($M_* = -8^m 18$) [5], затухание излучения в ее атмосфере мало и крылья развиты слабо, поэтому смещение коротковолнового „среза“ абсорбционного компонента b (рис. 1Б) характеризует максимальную скорость вещества, приближающегося к наблюдателю, $V_{\max 1}$. Поэтому $V_{\max 1} = V_1$. Аналогично, смещение длинноволнового „среза“ эмиссионного компонента характеризует скорость вещества, удаляющегося от наблюдателя в части оболочки e_1 (рис. 1А). Лучевые скорости длинноволнового „среза“ эмиссионных компонентов V_2 меньше максимальной скорости удаляющегося от наблюдателя вещества $V_{\max 2}$ вследствие экранирования части оболочки центральной звездой.

Уменьшение лучевой скорости удаляющегося от наблюдателя вещества V_2 , определяемой по смещению длинноволнового „среза“ эмиссионного компонента из-за эффекта экранирования, можно оценить с помощью построенных нами [6] теоретических контуров линий типа Р Лебеда в рамках теории тонких оболочек Дж. Роттенберга [7]. Сравнивая лучевые скорости длинноволновых „срезов“ эмиссионных компонентов для случая точечной центральной звезды и для случая, когда радиусы центральной звезды, рекомбинирующей и рассеивающей оболочек сравнимы между собой ($R_0 : R_2 : R_1 = 1.1 : 1.19 : 1.67$), получим при всех прочих равных условиях, что в случае равноускоренного движения вещества в оболочке $V_{\max 2} = 1.54 V_2$, равномерно — $V_{\max 2} = 1.78 V_2$ и равнозамедленного — $V_{\max 2} = 1.90 V_2$.

Непосредственное сопоставление скоростей „срезов“ абсорбционного компонента V_1 с потенциалами ионизации атомов (рис. 2) не позволяет сделать определенного заключения в пользу стратификации излучения из-за чрезвычайно большого рассеяния точек на графике, хотя общая последовательность сгущений точек соответствует той, которая должна наблюдаться при стратификации излучения в оболочке звезды.

Наибольшие скорости V_1 показывают интенсивные линии водорода и гелия, что позволяет предполагать существование зависимости скоростей смещения „срезов“ от интенсивности линий. Явление стратификации излучения, если оно существует, должно наблюдаться в виде обратной зависимости между скоростями смещения „срезов“ линий и потенциалами ионизации и для линий равной интенсивности. Определим скорости смещения „срезов“ линий единичной интенсивности каждого атома V_{n1} , для чего разделим V_1 на интенсивность соответствующей линии.

Построим зависимость нормированных скоростей смещения „срезов“ линий V_{n1} от потенциалов ионизации. При вычислениях $V_{n1} =$

$= V_{\max 1}/I = V_{\max 1}/W \cdot F$, где I — интенсивность линии, W — ее эквивалентная ширина F — функция Планка, отнесенная к единичному интервалу длин волн, $T_{\text{сп}}$ Р Лебеда полагалось, согласно С. В. Рублёву [8], равным 16000° . Величины W и V_1 измерялись по пяти спектрограммам Р Лебеда, полученным в 1964 году И. М. Копыловым на эшелюном спектрографе 2.6 м рефлектора Крымской астрофизической

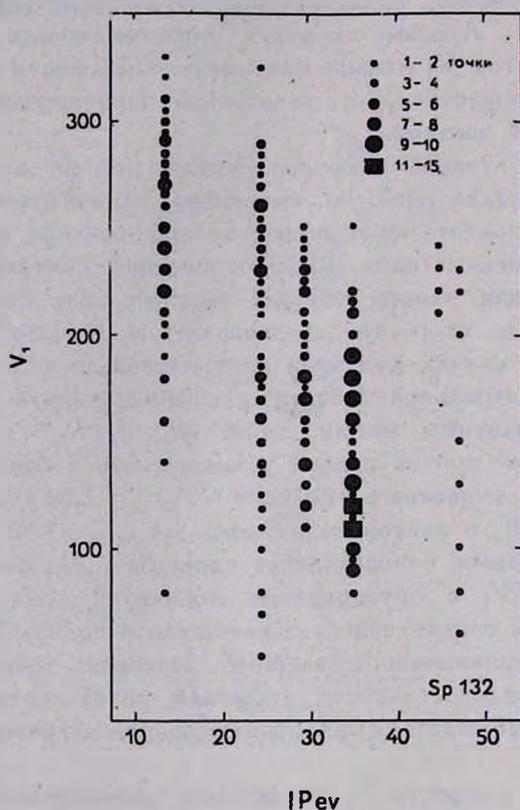


Рис. 2. Зависимость скоростей смещения „срезов“ линий V_1 от потенциала ионизации.

обсерватории с обратной дисперсией 1.33 \AA/мм у $\lambda 4300 \text{ \AA}$. Методика обработки, вероятные ошибки отдельных измерений приведены в [9].

В табл. 1 для спектрограмм №№ 121, 132, 137, 139 и 153 приводятся: длина волны, атом и V_{n1} в $10^{-7} \text{ км/сек:эрг/см}^2\text{сек}$.

Таблица 1

λ	Атом	№ спектрограммы				
		121	132	137	139	153
1	2	3	4	5	6	7
3587.25	He I	23.8	32.7	00.0	00.0	29.8
3590.46	S III	58.3	71.9		24.0	42.6
3600.93	Fe III	24.0	44.1		12.3	21.5
3603.88	Fe III	24.0	42.8		14.8	33.8
3613.64	He I	19.0	8.3		9.3	11.3
3632.02	S III	23.7	20.3		33.1	16.9
3634.24	He I	15.8	17.3		11.9	9.8
3651.12	He I	14.3	25.0	17.2	11.7	17.9
3673.76	H ₂₃	27.6	29.5		37.8	31.5
3676.76	H ₂₂	28.0	32.3		30.1	49.0
3679.36	H ₂₁	33.4	30.9		28.6	32.3
3682.81	H ₂₀	34.0	30.2	18.2	23.4	30.5
3686.83	H ₁₉	28.1	35.6	15.4	20.0	
3691.56	H ₁₈	19.2	23.1	22.2	12.8	17.2
3697.15	H ₁₇		20.1		17.8	14.6
3703.86	H ₁₆	10.4	10.5	9.3	8.9	9.6
3711.97	H ₁₅	24.5	29.7	13.1	11.8	18.2
3721.94	H ₁₄	18.6	18.7	11.8	17.2	15.8
3727.33	O II		49.0		44.1	35.8
3734.37	H ₁₃	14.9	17.8	11.2	8.8	15.0
3750.15	H ₁₂	7.3	7.9	7.7	6.6	7.6
3770.63	H ₁₁	12.0	10.8	7.8	7.6	13.9
3797.90	H ₁₀	11.3	13.1	6.8	8.5	7.7
3806.56	Si III	48.2	35.4		25.9	
3819.61	He I	7.1	9.0	6.9	7.6	10.0
3835.39	H ₉	11.2	9.6	8.7	12.4	9.8
3838.32	S III	38.9	32.9	57.5		46.2
3867.43	He I	30.1	29.5	24.6	30.0	23.3
3871.82	He I	32.0	26.7	21.0	17.8	23.0
3889.03	H ₈	6.9	5.6	5.1	5.8	5.7
3926.53	He I	27.1	32.1		32.1	23.5
3931.94	S II		55.6	55.5	51.8	
3955.85	N II	35.0	24.5	31.0	20.2	26.8
3958.39	A II	33.9	39.6		39.6	
3964.73	He I	10.2	9.0	8.9	14.6	10.5

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
3970.07	H ϵ	6.5	6.3	4.9	6.8	5.0
3973.26	O II	32.9	32.4	41.6	45.4	45.4
3995.00	N II	16.7	10.2	10.0	11.6	11.2
4005.04	Fe III	63.7	64.0	54.0	69.7	69.7
4009.27	He I	23.3	14.1	24.3	17.6	16.3
4026.19	He I	7.3	10.4	7.6	8.0	8.3
4069.90	O II	42.2		42.3	30.2	46.4
4072.16	O II	48.4	40.0	45.7	31.6	45.7
4075.87	O II	45.8	39.1	48.5	48.5	46.2
4085.12	O II	56.9	60.9	58.5	73.1	58.5
4088.86	Si IV	25.7	21.6	34.5	17.6	34.2
4097.31	N III	32.8	27.7	41.6	46.1	26.9
4101.74	H ζ	7.4	7.4	6.3	8.5	6.2
4116.10	Si IV		31.1	18.7		
4120.81	He I	22.2	21.0	24.9	19.1	36.3
4143.76	He I	16.0	13.1	14.0	12.4	14.6
4168.96	He I	58.0	69.1	51.4		
4173.23	N II		60.0			
4237.05	N II		53.6		73.7	58.0
4253.59	S III	27.2	32.4	37.6	34.4	33.4
4284.99	S III	41.5	38.1	41.5	58.8	41.5
4317.14	O II	50.4	44.2		67.7	
4319.63	O II	39.5	40.6	33.6	31.5	
4340.47	H γ	7.2	8.0	6.7	8.2	6.5
4345.56	O II	53.2	49.2	35.9	39.6	49.1
4349.43	O II	17.0	14.8	19.6	18.6	19.2
4351.27	O II	64.7	37.7	43.2	64.7	64.7
4361.53	S II	53.1	58.1	58.0		76.9
4366.90	O II	23.2	25.2	37.4	37.0	38.7
4382.31	Fe III	73.2	61.9		71.0	68.3
4387.93	He I	16.8	12.0	13.7	10.3	15.7
4414.91	O II	29.2		29.1	33.0	40.0
4419.59	Fe III	20.0		15.8	21.0	25.6
4430.95	Fe III	30.2	38.5	28.8	38.2	36.8
4437.55	He I	45.0	50.1	48.5	45.5	50.7
4447.03	N II	56.5	49.6	52.4	51.8	38.8
4471.48	He I	9.0	10.8	9.0	12.0	12.2
4481.33	Mg II	57.8	57.8	62.1	57.8	46.6

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
4547.34	N III	86.0	96.6			
4552.65	Si III	13.1	15.0	14.4	15.2	19.8
4567.87	Si III	16.9	19.6	15.9	14.5	14.8
4574.78	Si III	23.8	22.1	33.4	23.4	30.0
4596.17	O II	38.8	48.4		53.6	66.4
4598.77	A II		59.5	58.3	47.9	64.0
4601.48	N II	35.4	21.2	35.4	26.9	33.3
4607.15	N II	31.8	33.6	24.5	28.7	25.9
4613.87	N II	44.9	40.0	32.1	46.6	38.9
4621.39	N II	39.4	38.6	24.9	29.5	31.6
4630.54	N II	18.2	16.6	15.5	13.7	15.3
4638.85	O II	40.1		46.3		43.9
4643.09	N II	17.1	14.3	15.3	14.2	12.9
4649.14	O II	14.8	11.4	18.2	12.3	
4650.16	C III	29.8	23.0		21.5	
4661.64	O II	27.4	31.4	34.7	30.3	38.4
4676.23	O II	31.7	35.0		26.9	31.4
4705.36	O II	38.8			39.1	
4713.14	He I	20.6	37.4	27.4	29.5	28.6
4861.73	H β	8.8	8.6	7.5	9.9	8.6

В табл. 2 сравниваются лучевые скорости „срезов“ абсорбционных линий V_1 , имеющие равные, в пределах ошибок, центральные интенсивности абсорбционного компонента $R_{св}$ и интенсивности эмиссионного компонента I_e .

Таблица 2

Линия	λ	$R_{св}$	I_e	V_1
H $_{23}$		0.04(\pm 0.01)	1.6(\pm 0.3)	140(\pm 17)
H $_{21}$		0.06(\pm 0.01)	2.1(\pm 0.3)	210(\pm 15)
He I	3867.43	0.10(\pm 0.01)	3.3(\pm 0.4)	180(\pm 18)
He I	3871.82	0.13(\pm 0.02)	3.3(\pm 0.4)	120(\pm 12)
He I	3964.73	0.37(\pm 0.06)	19.0(\pm 2.4)	240(\pm 17)
He I	4026.19	0.44(\pm 0.07)	21.2(\pm 2.7)	270(\pm 14)
O II	3973.26	0.12(\pm 0.02)	1.3(\pm 0.2)	100(\pm 12)
O II	4072.16	0.09(\pm 0.01)	1.2(\pm 0.2)	150(\pm 18)

В скобках указаны вероятные ошибки определений согласно [9]. Вероятные ошибки измерения скоростей смещения „срезов“ абсорбционных линий γ для различных пределов $V_{\text{п1}}$ составляют

Δ км/сек	n^*	r (%)
0—150	25	12
151—200	32	10
201—250	35	7
>251	41	5

Рассмотрение результатов, приведенных в табл. 2, показывает, что линиям с одинаковыми, в пределах ошибок, центральными интен-

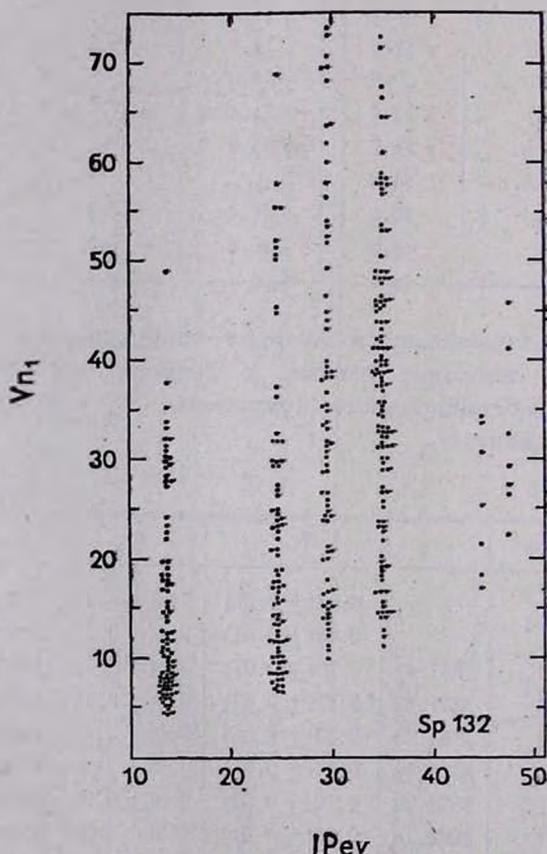


Рис. 3. Зависимость скоростей смещения „срезов“ абсорбционных линий $V_{\text{п1}}$ от потенциала ионизации.

сивностями абсорбционных линий и интенсивностями эмиссионного компонента соответствуют разные значения лучевых скоростей „срезов“ абсорбционных линий.

Построим зависимость V_{n1} от потенциала ионизации соответствующего иона (рис. 3). Видно, что наименьшие значения скоростей „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности V_{n1} в 6—7 раз меньше наибольших скоростей V_{n1} того же иона, чего не могло быть, если бы вещество в оболочке Р Лебеда было расслоено в соответствии с выводом Ц. С. Билса [2].

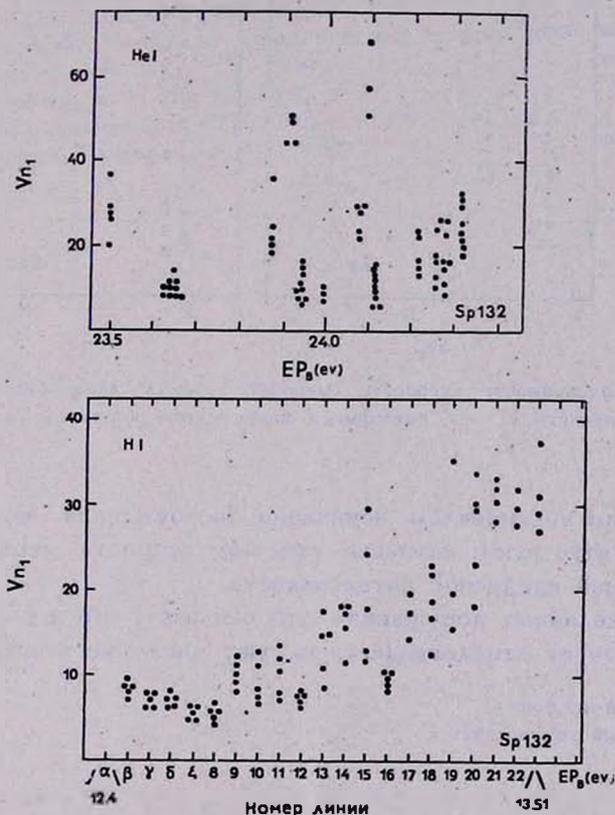


Рис. 4. Зависимость скоростей смещения „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности V_{n1} от потенциала возбуждения верхнего уровня линии EP_n для H_1 и He_1 .

Повтому можно считать, что стратификация (расслоение) вещества при сделанных допущениях в оболочке Р Лебеда отсутствует.

График рис. 3 не показывает обратной зависимости V_{n1} от потенциала ионизации, найденной О. Струве для лучевых скоростей

вершин абсорбционных линий. Лучевые скорости „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности обнаруживают, в среднем, прямую зависимость от потенциала ионизации соответствующего иона.

Зависимости лучевых скоростей „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности V_{n1} от потенциалов возбуждения верхнего уровня линии EP_n , построенные для отдельных ионов (рис. 4, 5), имеют тот же характер, что и зависимости $V_{n1} - IP$, изображенные на рис. 3, а именно:

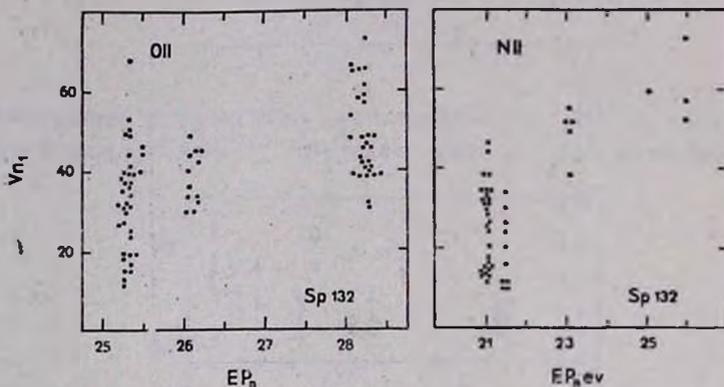


Рис. 5. Зависимость скоростей смещения „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности V_{n1} от потенциала возбуждения верхнего уровня линии EP_n для O II и N II.

Большим потенциалам ионизации (возбуждения верхнего уровня линии) соответствуют большие лучевые скорости „срезов“ абсорбционных линий единичной интенсивности.

При сделанных допущениях это означает, что в оболочке Р Лебедя существует замедляющееся наружу движение вещества.

Ростовский-на-Дону
государственный университет

ON THE MOVEMENT OF MATTER IN THE ENVELOPE OF P CYGNI

E. R. ASTAFEV

The velocity of displacement of external sections of absorption lines of R. Cygni with five spectrograms of high dispersion have been

measured. The velocities normalized according to the intensity of lines show direct dependence upon the potential of ionization. Thus, the stratification of matter in the envelope of P Cygni is absent. In the envelope of P Cygni there exists a decreasing movement of matter.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. O. Struve, Ap. J., 81, 66, 1935.
2. C. S. Veals, Pub. Dom. Obs. Victoria, 9, 1, 1951.
3. Е. Р. Астафьев, О. П. Голландский, И. М. Копылов, Известия Кр.АО, 40 (в печати).
4. Т. Аллер, Астрофизика, 1, 174, ИЛ, М., 1957.
5. И. М. Копылов, Известия Кр.АО, 20, 156, 1958.
6. Е. Р. Астафьев, Материалы второй научной конференции молодых ученых Ростовской области, Изд. РГУ, 1968.
7. J. A. Rottenberg, M.N., 112, 125, 1952.
8. С. В. Рублев, Диссертация, РГУ, 1965.
9. Е. Р. Астафьев, Астрофизика, 4, 3, 1968.

A SPECTROSCOPIC STUDY OF LUMINOUS GALACTIC NUCLEI*

E. Ye. KHACHIKIAN, D. W. WEEDMAN**

Received 25 February 1971

Spectroscopic observations of a sample of galactic nuclei from the lists of Markarian and Seyfert are presented in order to consider the nature of the nuclei with broad emission lines. It is found from photographic spectrophotometry and emission line profiles that such galaxies can be consistently classified into two classes: objects like NGC 5548 that are found to have small, dense nuclei containing low velocity gas and objects like NGC 1068 with larger nuclei containing gas of lower density but higher velocity. The observational data favors broadening by electron scattering for the Balmer lines in the first class, and the absolute luminosity in H β is generally greater in the first class than in [the second. From the extreme spectroscopic and morphological similarity of all galaxies in the second class, it is concluded that the outflow of gas from the nucleus has affected the structure of the entire galaxy.

1. *Introduction.* Many of the 300 galaxies with strong ultraviolet continua detected by Markarian [1] with objective prism spectroscopy have now been observed at higher dispersions using slit spectrographs [2-7]. The brightest of these galaxies have nuclei with emission line spectra and absolute luminosities (based on their redshifts) resembling the nuclei of the classical Seyfert galaxies and the fainter quasi-stellar sources. Because Markarian's search was carried to a defined magnitude limit without regard for galaxy type, his lists provide an important statistical sample of galaxies with such excited nuclei. The first Markarian list contained 70 objects from 650 square degrees of the sky. All 70 objects have now been observed sufficiently

* Reprints of the Arthur J. Dyer Observatory No. 58.

** Exchange scientist to the USSR sponsored by the National Academies of Sciences of the US and the USSR.

to detect those galaxies having small, bright nuclei in which emission lines arise. Of these 70 objects, seven (numbers 1, 3, 6, 9, 10, 34, 42) are galaxies with broad and strong emission lines in their nuclei [3]. Broad emission lines are also found in 50 and 69 [4] and 40 (VV144, see [8]), although these are fainter, more compact or peculiar objects having no obvious surrounding galaxy. In addition, object 64 had been classified as a QSO by Braccési et al [9]. In the present paper we consider in detail the seven galaxies with broad and strong nuclear emission lines in order to study the energetic phenomena in these nuclei. Object number 52 is also considered for comparison since it is an excellent example of a bright galactic nucleus with strong but narrow emission lines. Less complete observations of other excited nuclei from the lists of Seyfert [10] and Markarian [1] are also presented to supplement the results on the eight primary objects.

The present study is not an attempt to reproduce detailed analyses of individual objects such as were previously carried through for NGC 1068 [11] and NGC 4151 [12]. Both of these studies showed that the interior of a Seyfert nucleus is an extremely complex, inhomogeneous region. In hopes of gaining some insight on the overall properties of such regions, we restrict ourselves to a presentation of the obvious differences found to exist among various nuclei and the galaxies in which they occur. None of the objects discussed are QSO's, although the nuclei of some appear stellar, and we will assume that the relative distances of the objects are proportional to their redshifts, which range in z from 0.0072 to 0.0507.

2. Observations and Results. The first purpose of the present study was to provide reasonably accurate measures of the relative intensities of the brighter emission lines arising in the nuclei. It was also desirable to have an estimate of the absolute intensities of these lines. Our primary set of observations is therefore a series of spectra of 8 Markarian galaxies obtained under as nearly similar observing conditions as possible. The 8 objects are numbers 9, 10 and 42 (class 1 as defined below in section 3), numbers 1, 3, 6 and 34 (class 2), and number 52 (class 3). These observations were made at 220 \AA mm^{-1} with an image tube spectrograph at the $f/18$ cassegrain focus of the 107-inch reflector at McDonald Observatory. All spectra were trailed to a width of 0.4 mm on the plate and all cover the wavelength interval $\lambda 3500$ to $\lambda 7000$. Exposure times were short, averaging about 15 minutes, so several spectra of different exposure times were obtained for most objects. We have five such spectra for Markarian 3; four each for 9, 1 and 6;

three for 34 and 52; two for 10 and only one for number 42. Virtually all of these spectrograms together with the calibration spectra discussed below were obtained on the same night (1970 January 12) on only two plates, since the spectrograph has a large, movable plateholder. The plates were developed simultaneously with a plate exposed in a spot sensitometer through a filter that approximates the color of the image tube phosphor. Five spectra of the planetary nebula IC 418 were included with exposure times differing by a factor of two between successive exposures. These spectra were used to determine the spectrograph response as a function of wavelength and to check the density-intensity calibration as discussed below. In addition three spectra were obtained (on one of the plates with the Markarian objects) of the Seyfert galaxy NGC 4151 since the absolute intensities for emission lines in this galaxy are known [12]. The NGC 4151 observations were also used to verify the derived spectral response of the spectrograph. Results of the spectrophotometry are given in Table 2.

For studying emission line profiles, spectra near $\lambda 5000$ for the objects listed in Table 1 were obtained at a dispersion of 28 \AA mm^{-1} with the cassegrain image tube spectrograph on the 82-inch telescope at McDonald Observatory. Objects number 9, 10 and 42 were observed for this purpose at 85 \AA mm^{-1} with the cassegrain image tube spectrograph on the 200-inch telescope of the Hale Observatories. Four spectra used to determine electron densities in NGC 1068 were observed at 28 \AA mm^{-1} using an image tube spectrograph on the 36-inch telescope at McDonald. The direct photographs of Markarian 3 and 6 discussed below were obtained with the $f/4.5$ reducing camera at the cassegrain focus of the 82-inch, and 200-inch prime focus photographs for Markarian 1, 9 and 10 which were published in an earlier paper are also described below for comparison to 3 and 6.

All spectra were traced with the Zeiss microphotometer at the Byurakan Observatory. This microphotometer has been modified to trace in intensity by dividing the density-intensity characteristic curve into linear portions. The accuracy of the final intensity measures was checked by noting the measured intensity to exposure time ratio of several emission lines from the successive IC 418 exposures. It was found that the measured intensity increased linearly with exposure time over the density interval used in the reductions to within a maximum error of $\pm 10\%$. This accuracy is not expected for the relative emission line intensities measured for the galactic nuclei since these lines are often broad, sometimes faint, and superimposed on a strong continuum. From the consistency of measures made from different spectra as well

as the known reliability of the density-intensity calibration, we feel that the uncertainty in the relative intensities and equivalent widths

Table 1

PROFILE WIDTHS

Object (Mark. No.)	[O III] width** ($km\ sec^{-1}$)	H β width** ($km\ sec^{-1}$)	z	Nucleus*
79	440	3100	0.0218	s
133	—	120	0.0069	ns
169	210	110	0.0041	ns?, d?
171+	160	120	0.0100	d
180 ⁺ ₊	—	—	—	s
195	220	170	0.0050	ns
215	220	220	0.0197	d
220+	150	160	0.0164	d
247 ⁺	190	120	0.0323	d?, ss?
267 ⁺ ₊	—	—	—	d
279 [†]	790	—	0.0302	ss
281 ⁺	—	—	—	d
290	410	>1600	0.0301	s
292 ⁺	—	—	—	d
296 ⁺	—	—	—	d
297 ⁺	190	250	0.0159	d
298	350	380	0.0341	ss?, d?
300 ⁺ ₊	—	—	—	d
NGC 5548	510	5750	0.0166	s

* Visual description through 82-inch telescope; ns, nucleus definitely appears non-stellar; ss, semi-stellar nucleus; s, stellar nucleus; d, diffuse object with no obvious bright nucleus.

⁺ Extended, tilted or structured emission lines.

⁺ No emission features strong enough to be measured reliably.

[†] H β line very broad and faint; λ 5007 line asymmetric.

** Listed widths are full widths at half maximum intensity.

in Table 2 is less than $\pm 30\%$. Lines considered too faint to be measured with this reliability were not included in the table. This error estimate also includes an estimate of the uncertainty in the spectral response of the spectrograph although such uncertainty is difficult to

LINE INTENSITIES AND EQUIVALENT WIDTHS

		Line Intensities								NGC	
Ion	Line (λ)	Markarian Number								4151*	1068†
		1	3	6‡	34	9	10	42	52		
[S II]	6717 +6731	3.30	6.11	0.62	2.85	—	—	—	1.29	0.52	2.1
[N II]	6583	11.8	17.9	9.33	9.85	4.61	5.20	5.66	9.41	3.66	21.9
H ₂	+6562										
[N II]	+6548										
[O III]	5007 +4959	11.4	15.5	2.53	15.0	0.58	0.83	0.32	0.91	2.84	21.4
H β	4861	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
He II	4686	—	0.25	—	—	—	0.19	—	—	0.25	0.34
[O III]	4363	0.68	0.89	—	0.77	0.54	0.57	0.48	0.48	0.40	0.43
H γ	+4340										
[Ne III]	3869	1.08	1.34	0.16	1.57	—	0.17	—	—	0.29	0.78
[O II]	3726 +3729	1.87	2.98	0.37	3.54	—	0.24	—	1.95	0.51	0.93
absolute H β 10 ⁴⁰ ergs sec ⁻¹		2.1	5.8	18.6	14.2	72.5	36.2	2.8	1.1	13.2	3.3
Equivalent Widths (A)											
[S II]	6717 +6731	50	92	16	44	—	—	—	33		
[N II]	6583	177	425	236	128	177	240	112	190		
H ₂	+6562										
[N II]	+6548										
[O III]	5007 +4959	217	840	135	276	35	56	7	20		
H β	4861	17	36	43	21	59	61	21	19		
He II	4686	—	8	—	—	—	10	—	—		
[O III]	4363	11	41	—	15	23	27	8	8		
H γ	+4340										
[Ne III]	3869	24	88	7	37	—	8	—	—		
[O II]	3726 +3729	41	—	15	78	—	11	—	31		

* Oke and Sargent [12].

+ Osterbrock and Parker [11].

‡ Line intensities on 1970 January 12, but new hydrogen line emission had by then appeared in this object [13].

measure. It is therefore possible that further systematic color errors may be present, but such errors would be nearly the same for all objects observed and would not affect our discussion or conclusions about the nature of these objects.

It is more difficult to evaluate the reliability of the absolute intensity estimates. We attempted to measure the intensities of emission lines in the nuclei relative to the intensities of the lines in NGC 4151. To do so it is necessary to assume that all objects have the same apparent size on the spectrograph slit, that atmospheric extinction does not change during the observations, and that there is no reciprocity failure for the measured intensities on the spectrograms. The last assumption is valid since, for the density range used in the reductions, the measured intensities of emission lines from the observations of different exposure times increase linearly with exposure time. All observations used to estimate the intensities relative to NGC 4151 were made on the same night and were developed together. On this night stellar images were larger than $2''$ compared to a slit width of $1.''5$ so that seeing was the only contribution to the apparent angular size for the class 1 objects in which the nuclei always appear stellar. The class 2 nuclei can be visually resolved when seeing is as good as $1''$ so a small systematic underestimate of the intensity of these nuclei may be present in our results. All observations were corrected for extinction at the wavelengths of the lines measured using the mean extinction curve for McDonald Observatory. Uncertainties in the absolute extinction correction are not significant for the relative corrections among the galaxies observed since no galaxy was observed at an air mass greater than 1.4.

The results in Table 2 give the absolute intensity in H_{β} emission for the nuclei observed. These intensities are scaled to the absolute line intensities in NGC 4151 by assuming that the relative distances are proportional to the redshifts. The absolute intensities in NGC 4151 originally given by Oke and Sargent were based on a Hubble constant of $100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, but in Table 2 the results are rescaled to an H of $75 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. No corrections are made for interstellar absorption since there is no estimate of the reddening within the nuclei themselves. The intensities given were derived only by comparison with the forbidden lines in NGC 4151 because there is uncertainty as to the actual extent of the Balmer line wings. For the same reason the H_{β} intensities for Markarian 9, 10 and 42 may be somewhat underestimated. Regardless of the precautions taken in deriving these results, a high accuracy is not

claimed, and any values could readily be wrong by a factor of 2 due to observational errors. These results are no substitute for accurate photoelectric spectrophotometry, but they are useful for the present discussion because they illustrate the approximate differences and similarities among the observed objects.

In Table 1 are given line widths, redshifts and visual descriptions for those objects observed at 28 A mm^{-1} . These line widths were measured by microphotometry and have been corrected for the instrumental resolution determined from profiles of comparison lines on the spectra.

Except for the observations of NGC 5548 and Markarian 79, these spectrograms were untrailed in order to reveal any spatial structure in the emission lines from non-stellar objects. For the stellar nuclei, the spectra were therefore widened only by seeing. These spectra were wide enough for microphotometry, however, since the scale on the spectrograms is 23.7 mm^{-1} perpendicular to the dispersion. In Figures 1 and 2 are shown [O III] and H_{β} line profiles for five objects derived from observations at 28 A mm^{-1} and 85 A mm^{-1} . The profiles for NGC 5548 (Figure 1) were derived from three 28 A mm^{-1} spectra widened to 0.4 mm . Those for Markarian 79 (Figure 2) were found from two 28 A mm^{-1} spectra widened to 0.1 mm . The profiles for Markarian 9, 10 and 42 were each derived from only one 85 A mm^{-1} spectrogram, widened to 0.5 mm .

3. Discussion.

a) *Classification of the Nuclei.* As previously discussed [3, 14] galaxies with strong emission lines in their nuclei can be spectroscopically classified on the basis of their line profiles alone into three groups. The class 1 objects resemble the Seyfert galaxies NGC 4151 and 5548, having extremely broad hydrogen lines and much narrower forbidden lines. (As shown below, NGC 5548 is more representative of this class since the broad wings of the hydrogen lines are much stronger relative to the central core than in NGC 4151). Class 2 includes objects like NGC 1068 in which both the hydrogen lines and forbidden lines are broad, asymmetric and generally of comparable width. Class 3 galaxies are like Markarian 52 (NGC 4385) with strong but very narrow hydrogen and forbidden lines. Even though this classification was originally based only on line profiles, another correlation is now obvious from the spectroscopic data in Table 2. The class 2 objects (1, 3, 6, 34) all have extremely intense forbidden lines. The [O III] λ 5007, 4959 doublet, for example, is always much stronger than H_{β} . In the class 1 objects 9,

10 and 42 all forbidden lines are weak compared to the hydrogen lines (Table 2). The relative intensity of [O III] compared to H_{β} is also much less in the intensity tracings of the class 1 objects NGC 5548 and Markarian 79 (Figure 1 and 2) than in the class 2 objects. The implications of these difference between classes 1 and 2 are discussed later in the paper.

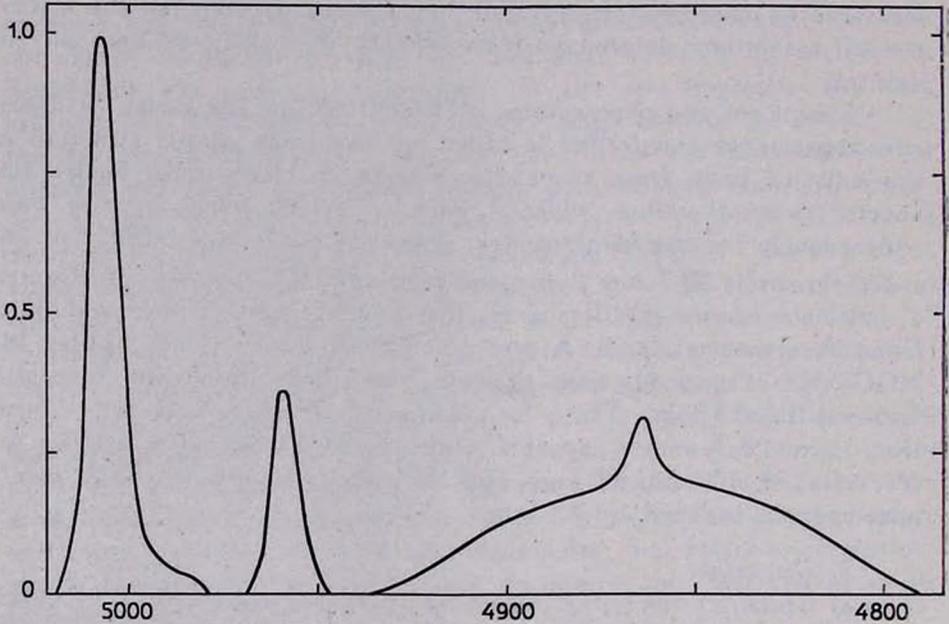


Fig. 1. $\lambda\lambda$ 5007 4959 and H_{β} emission line profiles for NGC 5548 from 28 A mm^{-1} spectra.

Even without reference to the spectra of their nuclei, the class 2 galaxies morphologically form a consistent group. On our large scale direct photographs of Markarian 1, 3 and 6 as well as on Palomar Sky Survey prints, these class 2 objects appear extremely similar. The bright, resolved nucleus seen visually is contained within a small central disk having a reasonably defined border, surrounded by a fainter outer envelope. There is no definite indication of spiral structure. The diameter of the central disk for an H of $75 \text{ km sec}^{-1} \text{ mpc}^{-1}$ is 1500 pc , 1400 pc , and 1900 pc for Markarian 1, 3 and 6 respectively. The fainter envelopes in the same three objects are measured on the original plates to be 7000 pc by 4100 pc , 8000 pc by 4300 pc , and 9700 pc by 5600 pc . In Markarian 1 a second even fainter but well defined envelope of 11000 pc by 7800 pc is also visible on the 200-inch plate. These

descriptions of class 2 objects are strikingly similar to that of NGC 1068 [15] where a bright inner arm system about 2800 pc by 1700 pc surrounds the nucleus, and the fainter surrounding envelope has a diameter of 7000 pc. Hodge's [16] isophotometric measures indicate that an outer, very faint ring of 13000 pc by 10000 pc surrounds

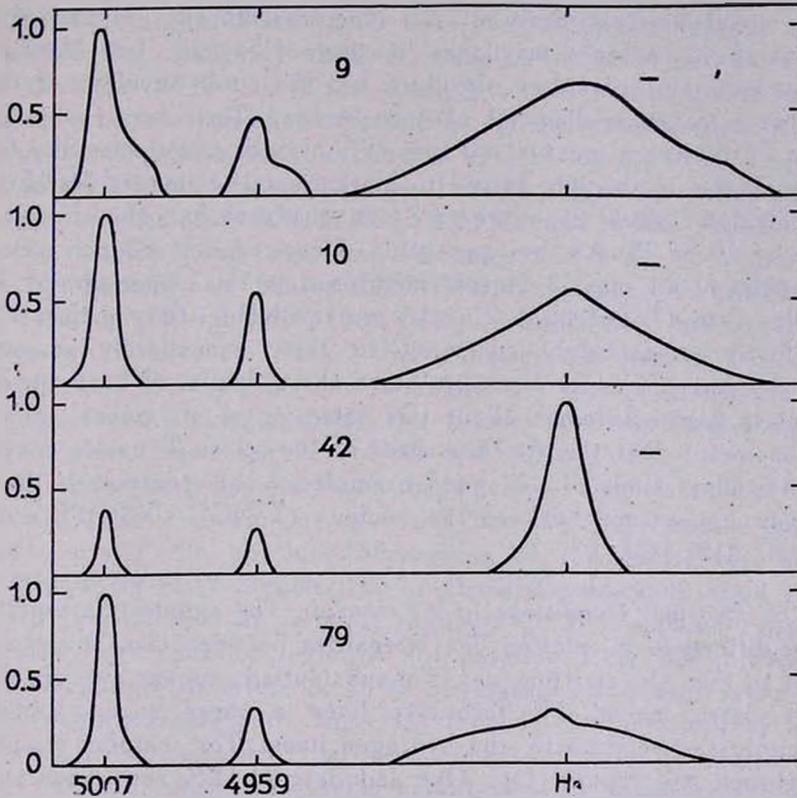


Fig. 2. $\lambda\lambda$ 5007, 4959 and H β emission line profiles for Markarian 9, 10, 42 and 79. Full widths at half maximum intensity of instrumental profiles are shown by error bars.

this envelope. Sandage noted the large discontinuity in surface brightness between the inner set of arms and the surrounding envelope and called NGC 1068 the type example of such galaxies. NGC 1068 is classed as an Sb galaxy, and the resolution into spiral arms is indistinct, especially in the outer envelope. Such an object at the distance of Markarian 1, 3 or 6 would not have detectable spiral structure. Object 34 is so distant ($z_1^0 = 0.0507$) that it cannot be accurately studied morphologically although its image on Sky Survey prints is consistent with

what would be expected from any other class 2 object removed to the same distance.

In contrast, the galaxies classified spectroscopically as class 1 do not have a consistent morphological appearance. For example, the photographs in Khachikian [17] illustrate the extreme morphological difference between the class 1 galaxies Markarian 9 and 10 even though their nuclei are extremely similar spectroscopically. Markarian 10 is a giant spiral having a maximum diameter of 54 *kpc*, but Markarian 9 has no indication of spiral structure and the outer envelope of the galaxy has a maximum diameter of only 14 *kpc*. The class 1 object Markarian 79 is also a giant spiral (possibly barred) on Palomar Sky Survey prints similar in absolute size to Markarian 10 whereas Markarian 42 has only faint spiral structure and less than one half the absolute diameter of 10 or 79. At the cassegrain focus of the 82-inch telescope the nuclei of all class 1 objects mentioned in this paper appear stellar (smaller than 1") but class 2 nuclei are resolvable (larger than 1") and are clearly not as bright compared to their immediately surrounding galaxy as are the class 1 nuclei. Since the redshifts of both the class 1 and class 2 objects cover about the same range of values, this comparison means that the absolute sizes of the class 2 nuclei are larger than the class 1 nuclei. A good example of this contrast is the difference in appearance between the nucleus of NGC 1068 [18] and that of NGC 4151 [12].

b) *Physical Conditions in the Nuclei.* The simplest interpretation of the difference in relative line intensities between class 1 and class 2 nuclei is that the emitting gas is of substantially higher average density in the class 1 nuclei. The forbidden lines in these nuclei would then be suppressed relative to the hydrogen lines. The careful studies by Osterbrock and Parker [11], Oke and Sargent [12], and Anderson [19] have shown that the density within a Seyfert galaxy nucleus cannot be uniquely defined. There is substantial evidence of stratification and clumping so that different ions concentrate in regions with different densities. A further difficulty in the observational analysis is the presence of reddening in the nuclei which Wampler [20] has shown can be significant. Because of the difficulty in measuring this reddening, densities cannot be confidently obtained from such ratios as [S II] λ 4068 + λ 4076 to [S II] λ 6717 + λ 6731 [19]. The brightest line pairs that can provide a reliable measure of density are the close doublets [O II] λ 3726, 3729 and [S II] λ 6717, 6731. The low dispersion of most observations combined with the large intrinsic widths of the

lines usually prevents measurement of these ratios. This is the case for our present observations of the Markarian objects. But for the class 1 and class 2 examples NGC 4151 and NGC 1068 the nuclei are bright enough that 28 Å mm^{-1} observations have been made from which the [S II] $\lambda 6717$ to $\lambda 6731$ ratio can be measured. As previously reported [21], this ratio in NGC 4151 is 0.82 (from three spectra). In NGC 1068 the $\lambda 6717$ and $\lambda 6731$ lines are sufficiently blended by the line widths that an exact ratio measure is difficult, but there is no doubt that the $\lambda 6717$ line is the stronger on the four available spectra. Three spectra are somewhat overexposed for accurate microphotometry, but the fourth gives a reliable measure of 1.11 for the $\lambda 6717$ to $\lambda 6731$ ratio. Using the temperatures derived for the regions in which the forbidden lines arise of $20\,000^\circ$ in NGC 4151 [12] and $10\,000^\circ$ in NGC 1068 [11], the electron densities can be calculated from the tabulations given by Saraph and Seaton [22]. The results for N_e are 3500 for NGC 4151 and 800 for NGC 1068. This certainly does not prove that the average density in class 1 nuclei is greater than in class 2. It does indicate, however, that in a region of similar ionization (i. e. where sulfur is singly ionized) the density in one class 2 nucleus is significantly less than in one class 1 nucleus.

An approximate measure of the average density in the region where hydrogen emission arises could be obtained from the absolute H_β luminosity if the absolute dimensions of the nuclei were known. Even though the class 2 nuclei can be visually resolved in good seeing, they are so small that an accurate measure of the apparent diameter of the hydrogen emission region is not possible from our present observations. Careful interference filter photographs at a large scale might enable such a measurement. The class 1 nuclei, however, appear stellar even with seeing disks of $1''$ so measurements of their diameters would not be possible in typical seeing conditions. We therefore are unable to measure the gas density in the regions where only hydrogen emission arises. But the weakness of all forbidden lines in class 1 nuclei is evidence that much of the hydrogen emission comes from regions of high density ($N_e > 10^5 \text{ cm}^{-3}$). The invariable presence of extremely broad hydrogen lines in these same nuclei is circumstantial evidence favoring the suggestion that the hydrogen lines are broadened by electron scattering [23] in regions of even higher density ($N_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$). The extreme symmetry of the broad hydrogen lines in the class 1 nuclei (Figures 1 and 2) compared to the profile asymmetries in all the class 2 galaxies [14] certainly implies that the broadening mechanism

is not the same in the two classes of nuclei. The broad, invariably asymmetric emission lines in the class 2 nuclei are presumably broadened only by mass motions. It seems improbable that rapid mass motions would generally produce asymmetric lines in class 2 nuclei while even faster motions produced symmetric hydrogen lines in class 1 nuclei. The profiles in Figure 1 for NGC 5548 are representative of those in Figure 2 for Markarian 9, 10, 42 and 79. In none of the H_{β} profiles is there a positive indication of any line asymmetry although a slight irregularity present in the tracing of Markarian 9 is shown since this irregularity is larger than the resolution. (Even though the profiles are intensity tracings, no correction has been applied for the instrumental sensitivity which rapidly decreases near 5000 Å on the three spectra of 9, 10 and 42. Therefore the $\lambda 5007/\lambda 4959$ ratio does not have the true value of three). The arguments favoring broadening by electron scattering are not meant to imply, however, that there cannot be objects in which more rapid mass motions are seen in the hydrogen lines than in the forbidden lines. A few objects—Markarian 6 [13], NGC 3227 [24], 3C 227 and 3C 390.3 [25]—have asymmetrical, structured hydrogen lines which are broader than the forbidden lines, and the structure in the hydrogen lines indicates that mass motions must be present.

The H_{β} profiles in Figure 1 and 2 also show why NGC 5548 better represents a typical class 1 profile than NGC 4151. None of the five profiles illustrated has the very narrow, intense H_{β} core superimposed on very broad, faint wings as found in NGC 4151 [12], and only a weak core is present in NGC 5548. NGC 4151 is also anomalous in having a higher $\lambda 5007 + \lambda 4959$ to H_{β} ratio than any other class 1 object considered in this paper. From NGC 4151 and the five profiles in Figures 1 and 2, there appears to be a correlation between the relative [O III] to H_{β} intensity and the strength of the H_{β} core relative to the wings. The relative [O III] intensity becomes greater as the H_{β} core becomes stronger compared to the wings which supports the suggestion by Oke and Sargent [12] that the Balmer line cores and the forbidden lines in NGC 4151 arise in the same region whereas the Balmer line wings arise from electron scattering in a much denser region.

It can therefore be concluded from the observational data that there is significant empirical evidence that the broad Balmer line wings in class 1 nuclei arise due to electron scattering. It can then be qualitatively argued that the mass motions revealed in the forbidden lines of objects like NGC 4151 do not produce collisional ionization since

motions of similar magnitude do not produce strong emission lines in the nuclei of the galaxies M 51 and NGC 4569 [14]. As verified by the line widths in Table 1 for the class 1 nuclei NGC 5548 and Markarian 79 and 290, as well as the profiles of Markarian 9, 10 and 42, the forbidden line widths in these class 1 nuclei are no more than twice the widths in M 51 and about the same as in NGC 4569. There is another simple argument that the emission lines in the class 1 nuclei arise because of radiative ionization. This is the fact that all Markarian objects were detected because they had a strong continuum in the visible ultraviolet and not because they had emission lines. The fact that so many of these objects were subsequently found to have strong emission lines implies that the continuum may be the visible tail of a strong far ultraviolet radiation source which ionizes the nuclear gas. The equivalent widths of H_{β} in Table 2 are small and reasonably uniform, ranging between 15 Å and 60 Å. As Searle and Sargent [26] pointed out, such small equivalent widths cannot arise if both line and continuum emission both arise from hydrogen recombination. They concluded that such equivalent widths are evidence that the gas is ionized by non-thermal radiation and that the visible continuum is part of the non-thermal continuum. This argument cannot be quantitatively applied to our data, however, since we have no measure of how much of the observed continuum is due to stars in the nuclei.

In the class 2 nuclei, the much more rapid mass motions may still be sufficient to produce strong collisional ionization [11]. These authors also showed that fast protons can excite the 2s level of neutral hydrogen which then decays by two photon emission and produces a visible ultraviolet continuum. So even the appearance of an unusually blue continuum is not proof that the ionization of the class 2 nuclei is due to radiation alone. If it is assumed, however, that all class 2 nuclei have comparable temperatures and densities, the data in Table 2 indicate that the ionizing source must at least be similar in objects 1, 3, 6 and 34. This is because the relative intensities among the forbidden lines of different ions are similar, implying similar relative ion abundances.

Regardless of what is responsible for the ionization in the nuclei, the only measure available of the amount of ionizing energy is the strength of the Balmer lines, because the forbidden lines have such a complex dependence on temperature, density, and ion abundances. An interesting result of Table 2 is the wide range of absolute intensities in the H_{β} line. There is no invariable relation between the classification of a nucleus and the H_{β} intensity, implying that the ionizing sources can vary in energy over a wide range, but the H_{β} lines in the most luminous class 1

objects are definitely stronger than in the most luminous class 2 objects. Although NGC 5548 and Markarian 79 were not included in the spectrophotometric observations, our impression from the $28 \text{ \AA} \text{ mm}^{-1}$ spectra of these objects is that the absolute $H\beta$ luminosities derived from their redshifts should be comparable to those of Markarian 9 and 10. It is perhaps significant that the faintest class 1 galaxy, Markarian 42, has the narrowest $H\beta$ line for a class 1 object, implying a possible connection between the density and temperature of the electron scattering region and the amount of ionizing radiation. Also of particular interest is the fact that the galaxy Markarian 52 whose emission lines are all extremely narrow has an $H\beta$ flux only two or three times less than in the broad line objects 1 and 42. The relative intensities of the forbidden lines in Markarian 52 (strong [O II], [S II], and [N II] but weak [O III] and [Ne III]) indicate an object of different excitation class than all other objects in Table 2. The narrow line widths and relative line intensities are what would be expected if the nucleus is simply a collection of low excitation H II regions. It is surprising, however, that the strength of the ionizing source approaches that in the energetic class 1 or class 2 galaxies. For comparison the $H\alpha$ flux from the nucleus of M 51 is only $17 \times 10^{37} \text{ ergs sec}^{-1}$ [27]. Even if there were no reddening in this nucleus, the $H\beta$ flux would not exceed $6 \times 10^{37} \text{ ergs sec}^{-1}$, about 200 times less than in Markarian 52. From Table 2 the lower limit to the $H\beta$ flux for the class 1 and class 2 nuclei is comparable and is about $10^{40} \text{ ergs sec}^{-1}$.

c) *Evolution of the Nuclei.* From the extreme spectroscopic and morphological similarity of all class 2 objects discussed above, it is reasonable to consider these galaxies as a related group. The similar appearances of class 2 galaxies are a strong indication that there is a connection between the events in a class 2 nucleus and the nature of the entire surrounding galaxy. The question is then whether the events in the nucleus arise because of some peculiarity in the galaxy or whether the appearance of the galaxy has been determined by the activity of the nucleus. Hodge [16] noted the peculiar morphological features of NGC 1068 and suggested that nuclear ejections may have affected the structure of the entire galaxy. Walker [18] found the inner arm system of NGC 1068 to be expanding, and suggested that events in the nucleus had affected the galaxy out to a radius of about $25''$ (1700 pc , the outermost extent of the inner arm system) since non-circular motions existed up to that radius. This analysis implied that matter is flowing out of class 2 nuclei so we may conclude

that the events in the nuclei of class 2 galaxies can affect the surrounding galaxy. If this mass outflow is to affect the appearance of the outer parts of the galaxy, large amounts of gas must flow from the nuclei for a long time. From the forbidden line profiles of these objects [14], the most probable velocities of gas motions are typically somewhat less than 1000 km sec^{-1} . Taking an average galactic radius of 4000 pc and assuming that the gas does not decelerate as it leaves the nucleus, we find as a minimum estimate that the gas flow has continued for at least 4×10^6 years. This is similar to the previous suggestion by Walker [18] that there was at least one previous outburst about 3×10^6 years ago in NGC 1068. If a continuous flow of matter out of a class 2 nucleus occurs, either the mass of the nucleus does not remain constant or new gas must continually appear in the nucleus. The analysis of a recent eruption in Markarian 6 that occurred on a time scale of a year and produced new Balmer emission lines [13] shows that recurring outbursts can indeed occur frequently in the class 2 nuclei. Even though newly ionized gas appeared in this event, it is not known where or in what condition was the gas before its ionization. What the end product of such eruptions and gas flow from the nucleus of a class 2 galaxy will be is uncertain, but it seems evident that these events could alter the surrounding galaxy. We are thus faced with an intriguing group of galaxies that look as if they may actually have grown out of their nuclei. Data on the total mass in the nuclei and the rate of mass transfer from the nucleus to the rest of the galaxy is necessary, however, before this suspicion can be verified.

For the class 1 galaxies the nuclei spectroscopically appear very similar, but the lack of any consistent similarity among the appearances of the galaxies themselves means that the events in the nuclei cannot readily be related to the nature of the galaxies. A further question is whether there is any relation between the class 1 and class 2 galaxies. It has generally been assumed in studies of the Seyfert galaxies and related objects that the ultimate energy source in all such objects is the same basic, though unknown, phenomenon. If this is so, the class 1 and class 2 galaxies should differ only if they are seen at different stages of development. If we accept the assumption that the energetic events in all nuclei begin and evolve in the same way, it follows empirically that the class 1 phase must precede class 2. The gas in a small, high density class 1 nucleus need only gain kinetic energy in order to expand and produce a larger, lower density nucleus containing high velocity gas—just what is found in a class 2 nucleus. But such

evolution is not consistent with the morphological appearances of the surrounding galaxies. If class 1 nuclei evolve to class 2, some class 2 nuclei should appear within giant spiral galaxies like the class 1 objects Markarian 10 and 79, but this has not yet been observed. The possibility of evolution from class 1 to class 2 must therefore be considered as only a suggestion based on the assumption that similar original conditions are required for all energetic nuclear activity. In order to prove and trace the actual evolution of events in a galactic nucleus, it is necessary to find objects which are clear examples of a transition between class 1 and 2. Within our high dispersion data, there is presently only one 28 \AA mm^{-1} spectrum of a nucleus which resembles spectroscopically the expected appearance of such a transition object. This is Markarian 279, which has broad and asymmetric [O III] lines but an extremely broad and shallow H_β line. These line profiles are what would be expected from a class 1 nucleus that had just begun to expand to class 2, but this galaxy already morphologically resembles the class 2 objects on Sky Survey prints. Further study of such possible transition objects will be necessary to decide whether the class 1 and class 2 galaxies are related phenomena.

4. *Summary* By spectroscopic observations of a sample of excited galactic nuclei, it is concluded that galaxies with extremely luminous nuclei and broad emission lines (often called Seyfert galaxies) can be consistently separated into two types. Class 1 contains objects like NGC 4151 and NGC 5548 and is characterized by small nuclei containing gas of high density and slow internal motions which is probably ionized by some radiative source. Galaxies in class 1 are not morphologically the same; some are giant late type spirals while others show no indication of spiral structure. The class 2 galaxies are objects like NGC 1068 which have large nuclei with gas of lower density and faster motions than in class 1. The ionizing source may be radiative or collisional but seems to be typically less intense than in class 1 nuclei. The class 2 objects are remarkably similar morphologically having an inner bright disk of diameter about 1500 pc surrounded by a fainter envelope of diameter about 8000 pc . Because of the proximity of NGC 1068, these two regions can be weakly resolved into spiral arms in this galaxy but not in other members of this class. One object is considered which represents a third class of bright nuclei having strong but narrow emission lines. In this nucleus the ionizing source seems comparable in strength to that in the fainter class 1 or class 2 nuclei, but it is presently not possible to conclude what relation, if any, these class 3 nuclei have to class 1 and 2.

Because the class 2 galaxies show rapid nuclear mass motions and common morphological properties, it is suggested that the present appearance of these galaxies has been affected by events arising in the nuclei. In order for the class 2 galaxies to be affected by the gas outflow from their nuclei, this flow must have continued for a period greater than 4×10^6 years and must have involved a mass comparable to the presently visible mass of the galaxy. Such a picture therefore requires that substantial amounts of gas transit through the nuclei of such galaxies from some as yet unknown source. There is no clear evidence that the class 1 and class 2 nuclei are related. But if all energetic events in galactic nuclei arise and evolve in the same fashion, the class 1 nuclei would be the logical precursors to class 2. A small, high density galactic nucleus would appear as class 1 but could change to class 2 if the gas absorbed kinetic energy and the nucleus expanded. Such evolution cannot be proven until examples of the expected transition phases have been studied.

This paper was prepared while D. W. W. was visiting the Byurakan Observatory and appreciation is expressed to the staff of the Byurakan Observatory for their hospitality and to the National Academies of Sciences of the U. S. and the U. S. S. R. for making this visit possible. The observations obtained at Mt. Palomar Observatory were made while E. Ye. K. was on a similar exchange visit to the U. S. The observations at McDonald Observatory were obtained while D. W. W. was on the staff of the Astronomy Department, University of Texas, and were partially supported by USDP grant GU-1598 from the National Science Foundation to the University of Texas. We thank M. Martirosian for aid in the data reduction and acknowledge helpful discussions with V. A. Ambartsumian, B. E. Markarian, M. A. Arakelian and V. I. Pronik.

Byurakan Astrophysical Observatory,
McDonald Observatory and
Dyer Observatory, Vanderbilt University,
Nashville, Tennessee

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯРКИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Э. Е. ХАЧИКЯН, Д. В. ВИДМАН

Выполнено спектрофотометрическое исследование ядер некоторых галактик из списков Маркаряна и Сейферта, имеющих широкие эмиссионные линии с целью выяснения природы их ядер. Показано,

что такие галактики могут быть разделены на два класса: галактики, типа NGC 5548, имеющие маленькое и плотное ядро и содержащие газ с малыми внутренними скоростями, и объекты типа NGC 1068, имеющие большие ядра и содержащие в себе газ малой плотности, но имеющие большие внутренние скорости. Наблюдательные данные говорят в пользу того, что расширение эмиссионных линий Бальмера в первом классе галактик вызвано электронным рассеянием. Абсолютная яркость галактик первого класса в линии $H\beta$ больше, чем у второго класса. Из подобия спектроскопических и морфологических характеристик галактик второго класса делается заключение, что вытекание газа из их ядер обусловлено их внутренней структурой.

REFERENCES

1. B. E. Markarian, *Astrofizika*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. D. W. Weedman, E. Ye. Khachikian, *Astrofizika*, 4, 587, 1968;
3. D. W. Weedman, E. Ye. Khachikian, *Astrofizika*, 5, 113, 1969.
4. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
5. M. A. Arakelian, E. A. Dibal, V. F. Estpov, *Astrofizika*, 6, 39, 1970.
6. M. A. Arakelian, E. A. Dibal, V. F. Estpov, B. E. Markarian, *Astrofizika*, 6, 357, 1970; *Astron. Circ. No. 568*, 586, 1970.
7. M. H. J. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
8. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 140, 1307, 1964.
9. A. Braccesi, C. R. Lynds, A. R. Sandage, *Ap. J. Lett.*, 152, L105, 1968.
10. C. K. Seyfert, *Ap. J.*, 97, 28, 1943.
11. D. E. Osterbrock, R. A. R. Parker, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
12. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
13. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J. Lett.*, 164, L109, 1971.
14. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 159, 405, 1970.
15. A. R. Sandage, *Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Institute of Washington, Washington, 1961.
16. P. W. Hodge, *A. J.*, 73, 846, 1968.
17. E. Ye. Khachikian, *A. J.*, 73, 891, 1968.
18. M. F. Walker, *Ap. J.*, 151, 71, 1968.
19. K. S. Anderson, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
20. E. J. Wampler, *Ap. J. Lett.*, 154, L53, 1968.
21. D. W. Weedman, *Ap. J. Lett.*, 155, L129, 1969.
22. H. E. Saraph, M. J. Seaton, *M. N.*, 148, 367, 1970.
23. J. S. Mathis, *Ap. J.*, 162, 761, 1970.
24. V. C. Rubin, W. K. Ford, *Ap. J.*, 154, 431, 1968.
25. C. R. Lynds, *A. J.*, 73, 888, 1968.
26. L. Searle, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 153, 1003, 1968.
27. M. Peimbert, *Ap. J.*, 154, 33, 1968.

LARGE-SCALE STRUCTURAL CHARACTERISTICS AND
PHOTOMETRY OF NGC 3031 DETERMINED FROM
EQUIDENSITY CURVES

W. HOEGNER, Z. KADLA, N. RICHTER, A. STRUGATSKAYA

Received 20 October 1970

The method of integral equidensity curves was applied for determining the large-scale structure of the galaxy NGC 3031. Altogether 49 equidensity curves were obtained from four UBVR plates taken with the two-meter telescope of the Tautenburg Observatory. The axial ratio and position angle of the major axis in dependence on the apparent distance to the center of the galaxy were derived. These dependences are the same in all the investigated wavelength regions. The relative surface brightness in UBVR in dependence on the semi-major axis was determined by means of a photographic wedge printed on the original photographs. A comparison with photoelectric measurements in V and B enabled a determination of the zero-point and to obtain the apparent surface brightness.

The newly developed method for obtaining integral equidensity curves [1] provides a rapid and relatively simple means for studying the large-scale structure of extended celestial objects. The possibility of obtaining these curves from photographs taken in various wavelength regions enables the comparison of structural features of an object as defined by stars of different spectral types. It is proposed to apply this method to the investigation of globular clusters and elliptical and spiral galaxies.

The purpose of this article is to illustrate the possibilities of such investigations, the results of measurements of UBVR ($\lambda_{R_{et}} = 6800 \text{ \AA}$) equidensity curves of the Sb type galaxy NGC 3031 (M 81) being used as an example (Fig. 1). Altogether 49 equidensity curves were obtained from plates taken with two meter Tautenburg telescope. Data on the plates used are given in Table 1. The equidensity curves in B are very

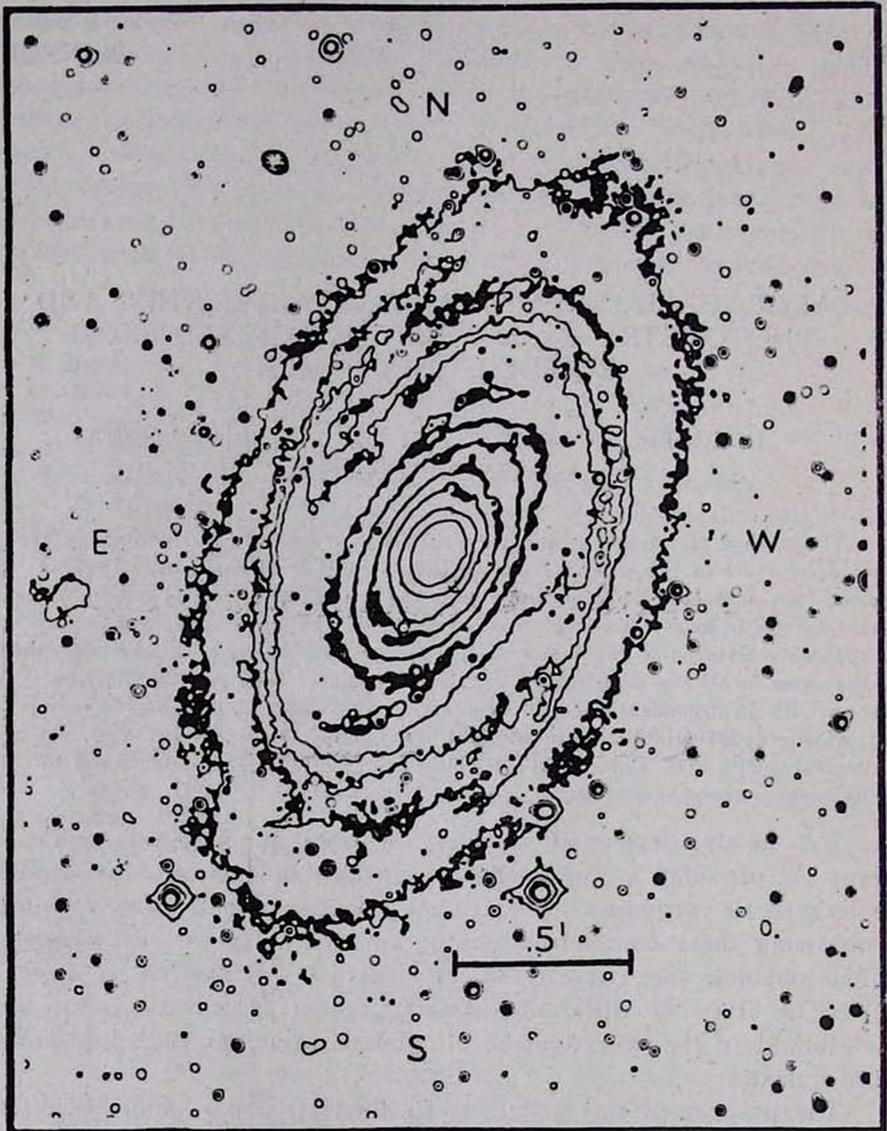


Fig. 1. Equidensity curves in B magnitudes.

similar to the isophotes of M 81 in blue light found from direct measurements by E. Dennison [2] using an automatic isophotometer.

The x and y coordinates of 72 points through $5''$ were measured on each equidensity curve. Each curve was then approximated by an ellipse and the parameters of the ellipse calculated with the Minsk-22 computer at Pulkovo. The derived results are given in Table 2, where R is the mean distance of the equidensity curve from the center of the

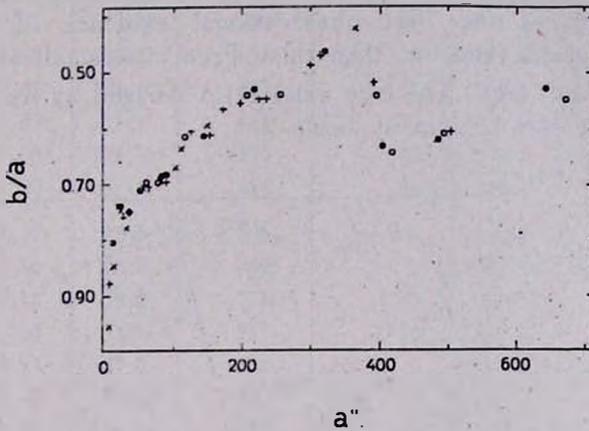


Fig. 2. The apparent axial ratio b/a plotted against the semi-major axis a (in seconds of arc). + — R, ○ — V, ● — B, × — U.

galaxy, a — the semi-major axis, b/a — the apparent axial ratio, φ — the position angle of the major axis and $\sigma_{b/a}$ and σ_{φ} — the corresponding mean errors. The dependence of b/a and φ on a are illustrated in Figs. 2 and 3, which show that the variations of these parameters are the same for all the studied wavelength regions. They also indicate that

Table 1

Tautenburg Plate No.	Emulsion + Filter	System	Exposure (min)	Date	Observer
2714	ZU 2+UG 2	U	100	1968 March 1/2	Hoegner
2/13	ZU 2+GG 13	B	60	1968 March 1/2	Hoegner
2426	103a-G + GG 11	V	60	1967 March 8/9	Hoegner
2432	103a-E+RG 1	R	71	1967 March 12/13	Hoegner

the values of these parameters derived in different studies will depend on the angular diameter of the galaxy on the photographs used for the investigation.

The true flattening $1 - b_0/a_0$, where b_0 is the polar axis and a_0 the equatorial diameter, can be determined from the formula

$$\left(\frac{b_0}{a_0}\right)^2 = \frac{(b/a)^2 - \sin^2 i}{\cos^2 i}$$

The tilt angle i for this galaxy was determined by Danver [3] by means of experimental photographic projection and found to be equal to $30^\circ 8'$, which corresponds to $b/a = 0.512$. Three of the measured equidensity curves, located at the first observational evidence of spiral arms, have a value of b/a smaller than this. From the smallest value $b/a = 0.419$, we find 24.8 . The true axial ratio derived by using this value is given in the last column of Table 2.

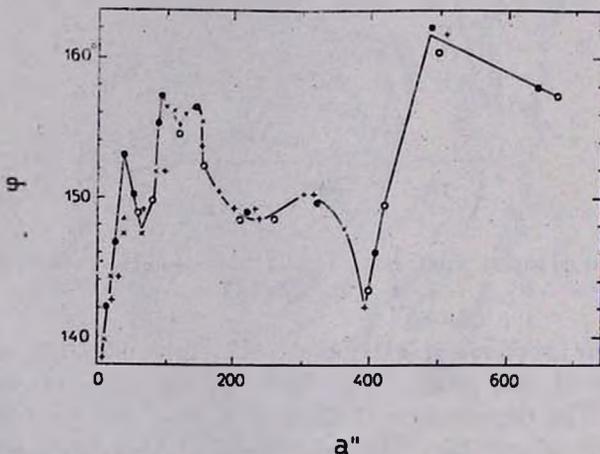


Fig. 3. The position angle of the major axis plotted against the semi-major axis a (in seconds of arc). + — R, O — V, ● — B, X — U. The line drawn through the data points has been put in to illustrate the trend of the points.

The rotation curve of this galaxy was determined by G. Münch from observations of H II regions [4]. A comparison with the curve found for b/a shows that both curves have a similar trend and that the maxima of both curves are located at the same distance from the center of the galaxy.

A photographic wedge was printed on the original photographs enabling an estimation of the relative surface brightness of each of the equidensity curves. Photoelectric measurements in UBV of the surface brightness of M 81 were made in two directions by S. Simkii, [5], the data extending to just beyond the first visible indications of a

Table 2

	R mm	a''	b/a	$\sigma_{b/a}$	ψ	σ_{ψ}	b_0/a_0
1	2	3	4	5	6	7	8
U	0.62	6.6	0.954	± 0.000	151.5	± 0.0	0.944
	1.23	13.7	845	0	139.8	0.0	808
	1.92	22.8	742	1	144.2	0.1	674
	2.83	33.4	773	4	147.3	0.7	715
	4.94	61.6	703	8	147.4	0.8	622
	6.88	86.1	691	8	151.6	0.8	605
	7.87	101.6	667	11	156.5	0.9	572
	8.37	111.9	634	13	156.2	1.0	524
	11.05	151.2	594	13	155.6	0.9	464
	21.30	362.9	419	24	147.9	0.9	000
B	1.29	13.8	0.806	± 0.000	142.2	± 0.0	0.758
	2.16	25.6	739	1	146.7	0.1	670
	3.19	38.2	751	5	153.0	0.5	686
	4.38	53.7	711	10	150.1	1.0	633
	6.92	87.4	684	7	155.4	0.7	594
	7.34	92.7	682	7	157.2	0.6	593
	10.67	143.5	613	10	156.5	0.7	493
	15.26	220.0	533	6	148.9	0.3	363
	20.49	320.9	464	15	149.8	0.6	220
	30.91	405.8	632	29	146.2	1.4	521
V	4.89	60.7	0.694	± 0.005	148.6	± 0.5	0.609
	6.63	82.6	693	6	149.6	0.6	608
	8.96	118.5	614	10	154.5	0.7	494
	11.47	154.1	598	6	152.3	0.4	470
	14.68	209.0	541	5	148.4	0.3	377
	18.07	257.5	538	9	148.5	0.5	372
	27.63	397.5	539	25	143.4	1.3	373
	31.99	419.2	643	13	149.5	1.0	537
	37.05	495.8	608	10	160.4	0.6	485
	47.36	673.7	546	10	157.4	0.5	386

Table 2 (cont.)

1	2	3	4	5	6	7	8
R	0.81	8.8	0.878	± 0.000	138.6	± 0.0	0.850
	1.61	19.1	736	0	142.4	0.0	666
	2.35	27.7	756	1	144.2	0.1	693
	3.19	38.3	747	2	149.0	0.3	681
	5.25	65.6	703	3	148.3	0.3	622
	7.32	91.7	696	5	151.8	0.5	612
	8.71	117.2	619	8	155.2	0.6	502
	9.32	126.5	606	8	155.8	0.5	482
	11.24	151.1	610	6	153.6	0.4	488
	12.30	173.2	568	5	150.5	0.3	422
	13.98	199.5	555	6	149.2	0.3	401
	15.83	227.0	548	8	149.0	0.4	389
	16.03	234.4	547	18	148.6	1.0	387
	19.36	299.7	486	11	150.2	0.5	270
	20.01	314.7	471	12	150.2	0.5	237
	26.05	393.2	516	22	142.2	1.1	332
	37.41	508.9	603	8	161.9	0.5	478

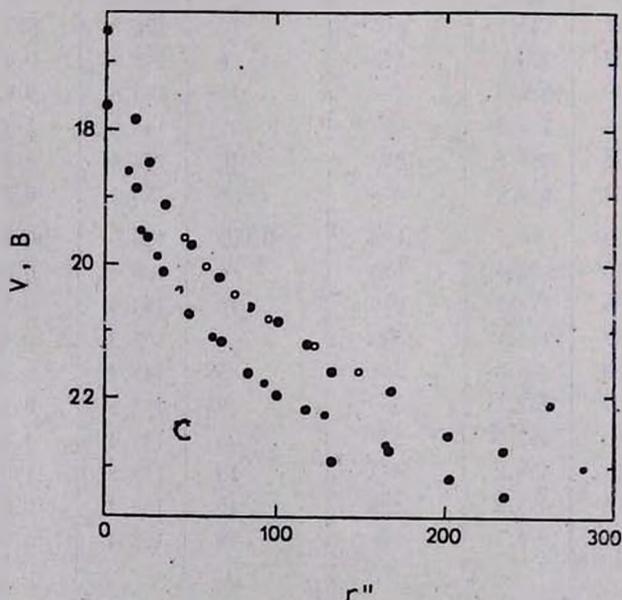


Fig. 4. The apparent V and B surface brightness in dependence on the distance r'' (position angle $\varphi=90^\circ$) from the center of the galaxy. The large dots are values obtained from photoelectric measurements by S. Simkin. The open circles are V magnitudes and the small dots B magnitudes determined from equidensity curves.

spiral arm. In order to convert our relative values of surface brightness to apparent surface brightness as found from measurements given in [5] we used the data measured with a diaphragm size of 6.6 sec of arc given in table IV of that paper. We assumed that these measurements were made through the center of the galaxy in the west-east direction and computed the corresponding values of the projected semi-major axis of the measured equidensity curves in that direction, i. e. $\varphi=90^\circ$. The values of B and V in dependence on the distance r from the center of the galaxy at $\varphi=90^\circ$ found in the present investigation were com-

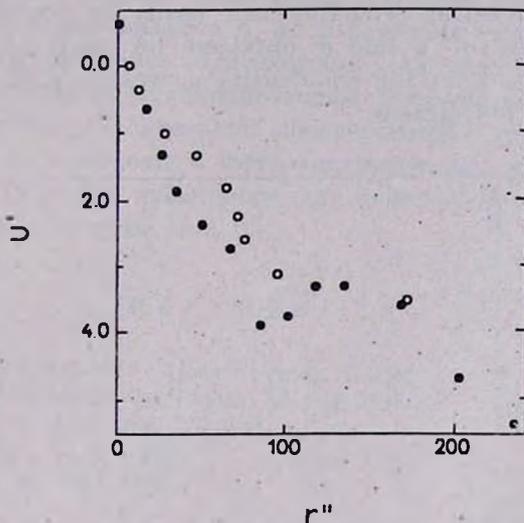


Fig. 5. The apparent surface brightness in U magnitudes (arbitrary zero-point), in dependence on the distance r (position angle $\varphi=90^\circ$) from the center of the galaxy. Large dots — photoelectric measurements by S. Simkin, open circles — values obtained from equidensity curves.

pared with those given in [5] by adjusting the zero-point. As seen from Fig. 4 the fit of the curves is satisfactory to $r=168.0$, the mean deviation of our magnitudes being $\pm 0^m.09$. The corresponding data for the U magnitudes are given in Fig. 5. Here our values differ significantly from those obtained in [5] and as it was not possible to fit the curves we were not able to convert our values of relative surface brightness in U to apparent U magnitudes. The graph thus only illustrates the variations of U with r found in both investigations.

The variations of the UBV surface brightness in dependence on the semi-major axis are in Fig. 6. The magnitudes on the ordinate axis do not apply to the plotted points for the U magnitudes for

reasons stated above. The sudden variation in the U magnitudes at $61'' < a < 85''$ coincides with an abrupt variation in the position angle of the semi-major axis in Fig 3. The following variation in U again coincides with the beginning of an abrupt variation in φ .

The method of equidensity curves permits the evaluation of the variations of surface brightness in all directions from the center of the galaxy if these values are known for any one direction. In all the graphs given in this paper the measured semi-major axes, which have different position angles, were used as the abscissa. The values of the various characteristics plotted as ordinates can easily be found for a given φ by using the values of a and b obtained for each equidensity curve and given in Table 2, as the equidensity curves of M 81 are satisfactorily approximated by ellipses.

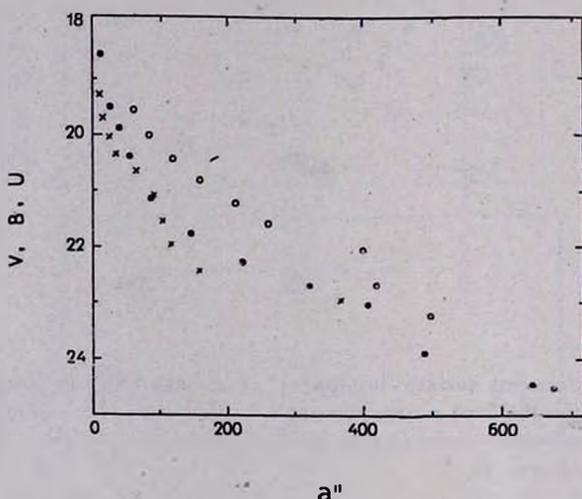


Fig. 6. The derived apparent surface brightness plotted against the semi-major axis a . Open circles designate V magnitudes, dots — B magnitudes. The crosses correspond to U magnitudes as explained in the text.

A more detailed analysis of the data obtained will be forthcoming as we derive more information on different types of celestial objects by means of integral equidensity curves.

Обсерватория им. К. Шварцшильда,
Таугенбург, ГДР
Пулковская обсерватория

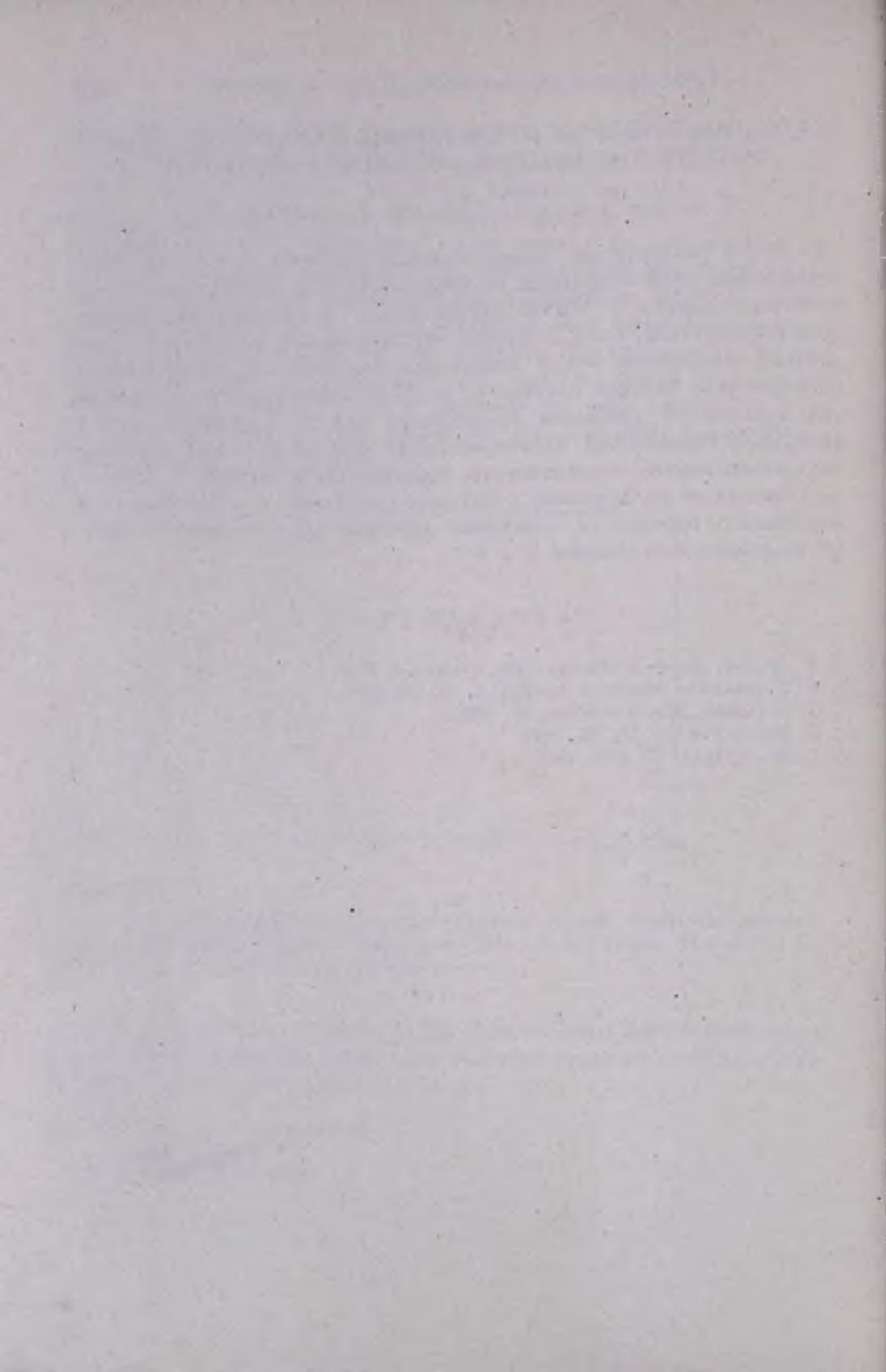
КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И
ФОТОМЕТРИЯ NGC 3031 МЕТОДОМ ЭКВИДЕНСИТ

В. ХЁГНЕР, Э. КАДЛА, Н. РИХТЕР, А. СТРУГАЦКАЯ

Метод интегральных эквиденсит был применен для определения крупномасштабной структуры галактики NGC 3031. Используя четыре пластинки, снятые в UBVR двухметровым телескопом Таутенбургской обсерватории, были получены 49 эквиденсит, по которым были найдены зависимости между отношением полуосей b/a , а также позиционного угла большой полуоси φ , от расстояния от центра галактики. Эти зависимости оказались одинаковыми для всех рассматриваемых длин волн. Впечатанный калиброванный фотометрический клин позволил определить относительную поверхностную яркость в UBV в зависимости от a . Сравнение с фотовольтрическими измерениями дало возможность определить нуль-пункт для перехода к видимой поверхностной яркости в системе V и B.

REFERENCES

1. W. Högner, Jenaer Rundschau (Jena Review), 6, 1969.
2. E. W. Dennison, Handbuch der Physik, 53, 329, 1959.
3. C. G. Danver, Ann. Lund Obs., 10, 1942.
4. G. Münch, P.A.S.P., 71, 101, 1959.
5. S. Simkin, A. J., 72, 1032, 1967.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПАКТНЫХ
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В. А. ДОМБРОВСКИЙ, М. К. БАБАДЖАНЫЦ, В. А. ГАГЕН-ТОРН,
С. М. ГУТКЕВИЧ

Поступила 19 апреля 1971

В работе приводятся результаты поляриметрических, а в ряде случаев и фотометрических наблюдений компактных внегалактических объектов — квазаров и ядер различных галактик. Наблюдения выполнены на Бюраканской астрофизической станции Ленинградского университета с помощью электрополяриметра, установленного на 20° рефлекторе, главным образом в 1968—1970 гг.

Результаты наблюдений представлены в пяти таблицах, часть которых следует рассматривать как продолжение соответствующих таблиц из предшествующей работы [1]. Данные таблиц показывают, что поляризация свойственна излучению многих компактных внегалактических объектов. Для ряда объектов надежно установлено изменение параметров поляризации со временем. Для четырех объектов проведено графическое сопоставление поляризационных и фотометрических данных.

Проблема поляриметрического изучения компактных внегалактических объектов в последние годы начала привлекать к себе заметное внимание. Наблюдения уже показали, что поляризация встречается в излучении ядер некоторых типов галактик и в излучении квазаров. В ряде публикаций было сообщено об обнаружении переменности поляризации. Были также рассмотрены ее особенности и высказаны соображения о ее происхождении. Важность поляризационных наблюдений для понимания природы компактных внегалактических объектов несомненна.

В Астрономической обсерватории Ленинградского университета еще в 1965 г. были начаты систематические поляризационные наблюдения одного из видов компактных внегалактических объектов — ядер галактик. Итоги первого этапа этого исследования подведены в работе [1]. В ней было установлено, что излучение ядерных областей

галактик, преимущественно принадлежащих к сейфертовскому типу, заметно поляризовано. В последующие годы программа поляризационных наблюдений компактных внегалактических объектов была расширена включением в нее новых объектов; были предприняты поиски переменности поляризации; были поставлены наблюдения по выявлению связи между изменениями поляризации и фотометрических характеристик объектов. Некоторые из полученных в ходе выполнения этой программы результатов уже были опубликованы в ряде предварительных сообщений.

В настоящей работе приводятся результаты поляризационных наблюдений компактных внегалактических объектов, выполненных главным образом после опубликования работы [1], то есть, начиная с 1968 г. Наблюдения в этот период выполнялись так же, как и раньше, на Бюраканской астрофизической станции АО ЛГУ. При этом использовалась точно та же аппаратура [2], а в методику наблюдений, описанную в [1, 2] были внесены незначительные изменения, которые состояли лишь в следующем: вместо многократной регистрации объекта при ортогональных положениях анализатора со ступенчатым, через 20° , изменением его исходного положения и затем такой же регистрации фона, делалась многократная регистрация объекта лишь при углах анализатора $0^\circ - (0^\circ + 90^\circ)$, $(0^\circ + 45^\circ) - (0^\circ + 135^\circ)$, которая постоянно перемежалась такой же регистрацией фона. Такой способ регистрации был принят с целью возможно лучшего исключения изменений уровня фона неба за время наблюдения. Эти изменения могли оказаться существенными, так как из-за слабости многих наблюдаемых объектов время их регистрации сплошь и рядом оказывалось весьма длительным, и поток от фона неба при использовании диафрагмы $26''$ часто превышал поток от объекта.

Измерения поляризации излучения слабых объектов делались без фильтров и лишь для более ярких объектов использовались фильтры, обычно осуществлявшие фотометрическую систему UBVR. В 1970 г., после того, как Н. М. Шаховской сообщил нам о возможном существовании сильной зависимости поляризации излучения некоторых компактных внегалактических объектов от длины волны, некоторое время наблюдения даже слабых объектов делались в цветовых полосах В и V.

Точность определения поляризации для объектов ярче $11^m - 12^m$ была обычной для наблюдений АО ЛГУ — степень поляризации определялась с точностью $0.2 - 0.3\%$. Для слабых объектов порядка 15^m , она была значительно ниже, и когда они наблюдались с фильтрами, ошибка определения степени поляризации могла достигать 1.5% .

В ряде случаев параллельно с измерениями поляризации проводились измерения блеска и цвета объектов в системе UBV. Измерения проводились путем сравнения объектов с соседними опорными звездами, величины которых либо, если представлялась возможность, брались из работ других авторов, либо находились из специальных определений.

Сейфертовские галактики. Прежде всего в программе наблюдений 1968—1970 гг. были сохранены все сейфертовские галактики, которые уже наблюдались раньше в 1966—1967 гг. Затем в программу были включены некоторые из вновь открытых, более слабых сейфертовских галактик. Результаты поляризационных наблюдений ядерных областей всех этих галактик за 1968—1970 гг. приводятся в табл. 1, последовательные столбцы которой дают: названия галактик; даты наблюдений; юлианские даты; размеры использованной диафрагмы; данные о спектральной области, к которой относятся наблюдения; параметры поляризации — p и θ_0 ; отношения измеряемого потока излучения ядерных областей галактик к накладывающемуся потоку фона неба; примечания. В этой, а также в последующих таблицах неуверенные значения отмечены двумя точками (:).

Табл. 1 должна рассматриваться как продолжение табл. 2 из предыдущей работы [1]. Новые наблюдения делались исключительно с диафрагмой 26", так как зависимость поляризации от размера диафрагмы была рассмотрена нами, а также другими авторами в предыдущих исследованиях. Большинство наблюдений было сделано в цветовой полосе В.

В табл. 2 приведены результаты фотометрических наблюдений ядерных областей некоторых сейфертовских галактик. Содержание столбцов таблицы не нуждается в пояснениях. Полученные фотометрические данные несколько отрывочны, но мы все же сочли полезным их опубликовать, так как они в совокупности с уже опубликованными данными других наблюдателей могут способствовать выяснению характера изменений блеска этих галактик. Величины звезд сравнения для галактик NGC 1275, NGC 3516, NGC 7469 и II Zw 14 (0430-05) были нам любезно сообщены В. М. Лютым (Южная станция ГАИШ) до опубликования, за что авторы приносят ему искреннюю благодарность. Величины звезд сравнения для галактики NGC 1275 определялись также Д. Х. Зелавом [3]. Однако в опубликованные им данные вкралась ошибка, но и после ее исправления (Sky and Telescope, 40, 60, 1970) найденные им величины звезд №№ 1 и 2 оказываются примерно на 0^m15 слабее принятых нами из определений В. М. Лю-

Таблица 1

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Название галактики	Дата	JD	d''	Спектр. область	p (%)	l_0	$\frac{p_{гал.}}{p_{исбн}}$	Примечания
NGC 1068	30.IX.1968	2440 130.4	26	B	1.3	98°	34	Неуверенный учет фона
	15.X.	145.3	26	B	1.2	98	15	
	14.X.1969	509.4	26	R	0.6	106	37	
	3.IX.1970	833.4	26	B	1.2:	99:	14:	
	5.	835.4	26	B	1.2	89	14	
	5.	835.4 ₃	26	V	0.7	101	16	
	5.	835.5	26	R	0.7	90	26	
	1.XI	892.3	26	B	1.0	92	23	
NGC 1275	28.IX.1968	128.4	26	B	1.4	155	8	Мала продол- жит. наблюд.
	14.X	144.3	26	B	2.1	121	5	
	9.X.1969	504.4	26	B	2.1	150	6	
	17.	512.5	26	B	2.1	140	6	
	13.XI	539.3 ₃	26	B	2.0:	138:	7	
	1.XI.1970	892.5	26	B	1.6	128	4	
NGC 3227	5.II.1968	894.6*	26	б/ф	1.2	137	3	
	17.V.1969	359.3	26	B	1.0	138	3	
NGC 3516	8.VI.1969	381.3	26	B	0.4	150	4	
	5.II.1970	623.5	26	B	0.6	176	7	
NGC 4051	7.VI.1969	380.3	26	B	0.8	85	4	
NGC 4151	5.II.1968	894.5*	26	V	1.1	86	12	
	10.VI.1969	383.4	26	B	<0.2	—	9	
	11.	384.4	26	B	0.5	102	11	
	14.VII	417.3	26	B	0.7	93	9	
	17.	420.3	26	B	1.2	95	7	
NGC 7469	26.IX.1968	126.4	26	B	1.0	35	6	
Mr 9	14.II.1969	267.5	26	б/ф	0.6	67	1.2	
Mr 205	12.VI.1969	385.4	26	б/ф	2.2:	176:	0.5	Мала продол- жит. наблюд.
II Zw 14	28.XI.1970	919.4	26	б/ф	2.5	110	0.9	

* 2439...

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Название галактики	Дата	JD	d''	B	B-V	U-V
NGC 1068		2440				
	30.IX.1968	130.44	13	11.89	+0.72	—
	16.X	146.35	13	11.97	+0.77	—
	2.X.1970	862.47	26	11.04	+0.61	+0.09
NGC 1275	28.IX.1968	128.47	13	13.31	+0.63	-0.33
	14.X	144.30	13	13.22	+0.51	-0.41
	9/10.X.1969	504.46	26	13.16	—	—
	17.	512.52	26	13.17	—	—
NGC 3227	17.V.1969	359.38	26	13.85	+1.07	—
NGC 3516	8.VI.1969	381.39	26	13.16	+0.66	—
	5.II.1970	623.56	26	13.01	—	—
NGC 4051	7.VI.1969	380.28	26	13.76	+0.81	—
NGC 4151	22.V.1969	364.41	26	12.33	+0.48	—
	10.VI	393.43	26	12.37	+0.47	—
	14.VII	417.34	26	12.39	+0.55	—
	17.	420.35	26	12.31	+0.65	—
NGC 7469	26.IX	126.44	13	13.42	+0.36	—
II Zw 14	28.XI.1970	919.46	26	14.90	+0.34	—

того, при хорошем согласии показателей цвета. Для галактик NGC 1068, NGC 3227 и NGC 4051 величины звезд сравнения были определены в АО ЛГУ. Для NGC 1068 использовалась звезда BD $-0^{\circ}413$ с $V = 10^m.78$, $B - V = +0^m.64$. Для NGC 3227 звездами сравнения служили BD $+20^{\circ}2476$ с $V = 11^m.10$ и $B - V = +0^m.51$ и более слабая звезда, расположенная к западу от первой на расстоянии $1'$ с $V = 11^m.98$ и $B - V = +0^m.88$. Для NGC 4051 звездами сравнения являлись звезда BD $+45^{\circ}1986$ с $V = 11^m.21$ и $B - V = +0^m.62$ и звезда BD $+45^{\circ}1995$ с $V = 10^m.74$ и $B - V = +0^m.58$. Для NGC 4151 в качестве звезды сравнения была использована звезда, расположенная примерно на 1.5 к северу от галактики, для которой привязкой к звезде

сравнения, использованной В. С. Фитчем и др. [4] найдено $V = 11^m 43$, $B - V = + 0^m 99$.

NGC 1068. Это наиболее яркая галактика, так что ошибка в определении степени поляризации для нее не должна быть более, чем 0.2%. Сопоставление данных табл. 1 настоящей работы с данными табл. 2 из работы [1] показывает, что имеющиеся различия степени поляризации едва превышают ошибки наблюдений. Направление плоскости преимущественных колебаний, согласно приведенным наблюдениям, на протяжении 5 лет оставалось практически неизменным и составляло в среднем $\theta_0 = 95^\circ$. Изменения блеска этой галактики, согласно наблюдениям Т. Г. Барнса [5] и В. М. Лютого [6], если и есть, то незначительны. Наши фотометрические данные подтверждают это заключение.

NGC 1275. Рассмотрение поляризационных данных 1967—1970 гг. дает основание считать, что степень поляризации излучения ядерной области этой галактики претерпевала изменения, превышающие ошибки наблюдений. Изменения позиционного угла плоскости колебаний электрического вектора в пределах от 120° до 155° также следует признать реальными, так как при степени поляризации порядка 2% ошибка в определении угла не должна превышать нескольких градусов. В работе [1] уже отмечалось несовпадение углов плоскости преимущественных колебаний в наших наблюдениях и наблюдениях Э. А. Дибая и Н. М. Шаховского [7]. Опубликованные за это время наблюдения М. Ф. Уокера [8] показывают еще большее их различие. Изменения блеска этой галактики согласно данным ряда авторов [5, 6, 9], подтверждаемым и нашими наблюдениями, значительны, однако корреляции между изменениями блеска и параметров поляризации установить не удастся. Вероятно, поиски корреляций должны быть отложены до исключения из наблюдаемой поляризации *NGC 1275* межзвездной поляризации, которая пока определена неуверенно.

NGC 3227. Параметры поляризации излучения ядра этой галактики, найденные в 1968—1969 гг., согласуются с их значениями, найденными ранее, в 1967 г.

NGC 3516. В 1967 г. поляризацию в излучении ядра этой галактики нам заметить не удалось. В 1969 и 1970 гг. отмечается появление небольшой поляризации. Изменения степени поляризации почти не превышают ошибок наблюдений.

NGC 4051. Степень поляризации излучения этой галактики невелика, но новые наблюдения подтверждают ее реальность. Различия параметров поляризации в разные моменты наблюдений не выходят за пределы ошибок наблюдений.

NGC 4151. Рассмотрение всех полученных в АО ЛГУ за 1966—1969 гг. поляризационных данных позволяет с определенностью констатировать факт переменности поляризации излучения ядра этой галактики. Переменность блеска этой галактики также не вызывает сомнений [4, 5, 10]. На рис. 1 сопоставлена степень поляризации из-

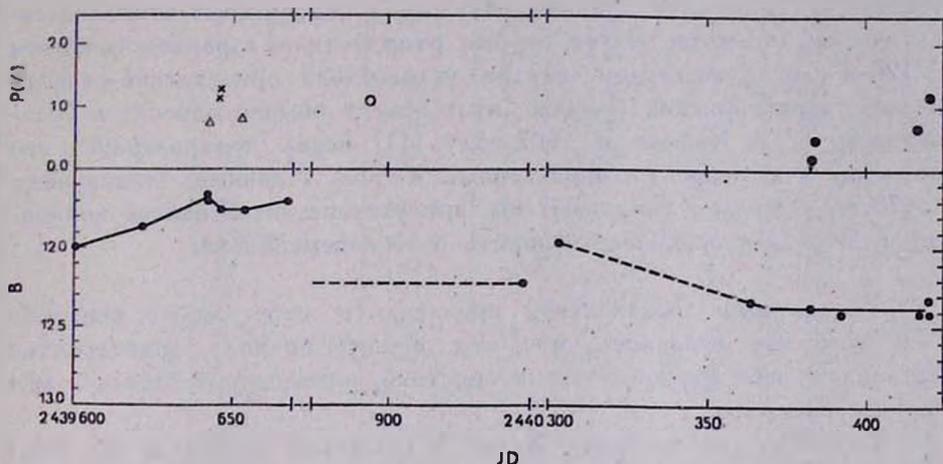


Рис. 1. NGC 4151. Изменение степени поляризации p (X — без фильтра, ● — в полосе В, ○ — в полосе V, △ — в полосе R) и величины V в 1967—1969 гг.

лучения ядерной области этой галактики со звездной величиной V потока ее излучения за 1968 и 1969 гг., для которых имелись те и другие данные. Поляризационные данные взяты из табл. 1 настоящей работы и табл. 2 работы [1]; все они относятся к площадке диаметром $26''$, и наблюдения в разных цветовых полосах представлены разными значками. Фотометрические данные, помимо полученных в АО ЛГУ и приведенных в табл. 2, взяты из работ [4, 5, 10]. Все они редуцированы к площадке размером $26''$. Из рисунка видно, что уменьшение поляризации от 1968 г. к 1969 г. совпало с уменьшением блеска, в то время как возрастание поляризации в 1969 г. происходило при почти неизменном блеске. Позиционный угол преимущественных колебаний в 1967—1969 гг. почти не менялся и составлял в среднем 92° .

NGC 7469. Новые наблюдения этой галактики, выполненные в 1969 г., подтверждают ранее найденную поляризацию, однако получен-

ные нами параметры поляризации не имеют ничего общего с найденными М. Ф. Уокером [8].

Mr 9 и Mr 205. Приведенные поляризационные наблюдения этих галактик, имеющих в своих спектрах сейфертовские черты, позволяют заподозрить существование поляризации в излучении их ядер, но из-за ограниченности наблюдательного материала окончательное заключение пока сделано быть не может.

II Zw 14(0430 + 05). Этот объект, давно известный как переменная звезда TW Тельца, Ф. Цвикки включил в список компактных внегалактических объектов. Затем он был отождествлен с радиоисточником 3С 120 и в его оптическом спектре установлено присутствие сейфертовских характеристик. Сейчас этот объект обычно относят к N-галактикам. Т. Д. Кинман в 1967 году [11] искал поляризацию в его излучении и не нашел, а приведенные в табл. 1 данные, относящиеся к 1970 г., уверенно указывают на присутствие значительной поляризации. Это дает основание говорить о ее переменности.

N-галактики. N-галактики привлекли к себе особое внимание после того, как оказалось, что эти объекты по ряду характеристик (радиоизлучение, цветовые характеристики, переменность блеска и др.) подобны квазарам.

В 1968 г. две наиболее яркие N-галактики 3С 371 и 3С 390.3 были включены в программу поляризационных наблюдений АО АГУ. Результаты всех наблюдений N-галактик 3С 371 и 3С 390.3, выполненных в 1968—1970 гг., приведены в табл. 3, построенной аналогично табл. 1. С 1969 г. оба эти объекта были включены также в программу фотометрических наблюдений компактных внегалактических объектов, ведущихся фотографическим путем. Результаты этих наблюдений публикуются отдельно в „Трудах АО АГУ“ [12].

3С 371. Данные табл. 3 показывают, что у галактики 3С 371, которая при измерениях целиком помещается внутри 26" диафрагмы и в излучении которой доминирует излучение ядра, имеются изменения со временем как степени поляризации, так и позиционного угла плоскости преимущественных колебаний. На рис. 2 сделано сопоставление для 1969—1970 гг. взятых из табл. 3 значений степени поляризации и позиционного угла плоскости преимущественных колебаний в разных цветовых полосах, с фотографической кривой блеска в системе В, построенной на основании данных работы [12]. В сентябре 1970 г. имел место хорошо видимый на графике всплеск излучения

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ N-ГАЛАКТИК

Название галактики	Дата	JD	d''	Спектр. область	p (%)	θ_0	$\frac{n_{гвл.}}{n_{неба}}$
3С 371	16.XI.1968	2440 116.3	26	б ф	3.5	77°	0.8
	17.	117.3	26	б ф	4.0	76	0.8
	20.	120.5	26	длин- волн.*	6.0	68	0.7
	23.	123.4	26	длин- волн.*	5.9	76	0.6
	11.VI.1969	384.5	26	б/ф	5.0	100	0.8
	24	397.5	26	б'ф	8.0	105	0.9
	25.	398.5	26	б'ф	5.7	100	0.6
	17.VII	420.4	26	б/ф	4.2	85	0.9
	18.	421.5	26	длин- волн.*	2.5:	74:	0.6
	24.	427.5	26	б/ф	3.6	80	0.6
	17.VIII	451.5	26	б'ф	3.3	65	0.6
	18.	452.4	26	длин- волн.*	5.0	96	0.7
	12.XI	477.3	26	б/ф	4.0	92	0.7
	13.	478.3	26	б'ф	2.8	124	0.8
	5.XI	531.3	26	б'ф	8.9	82	0.6
	28.VIII.1970	827.3	26	В	8.5	105	1.0
	28.	827.4	26	V	10	90	0.6
	5.IX	835.2 ₅	26	В	7.5	110	1.8
	5.	835.3	26	V	7	105	0.9
	8.	838.3	26	В	12	95	2.1
8.	838.4	26	V	9.5	80	1.1	
27.	857.2 ₅	26	В	3.5	90	1.2	
4.X	864.4	26	В	4	75	0.9	
5.	865.3	26	V	5	85	0.5	
3С 390.3	16.XI.1968	116.3 ₅	26	б/ф	2.4	130	0.7
	17.	117.4	26	б'ф	2.5	150	0.7
	18.	118.3 ₅	26	б/ф	2.6	147	0.8
	20.	120.4	26	длин- волн.*	3.2	10	0.6
	23.	123.5	26	длин- волн.*	3.5	172	0.6
	24.IX.1968	124.4	26	длин- волн.*	3.5	163	0.6

* Фильтр ОС-11 (3 мм).

Таблица 3 (продолжение)

Название галактики	Дата	JD	α''	Спектр. область	ρ (%)	η_0	$\frac{p_{гал.}}{p_{небз}}$
ЗС 390.3	15.VII.1969	2440 418.5	26	б/ф	3.3	125	0.5
	16.	419.5	26	б/ф	1.2	175	0.4
	20.VIII	454.5	13	б.ф	3.2	158	1.7
	9.VI.1970	747.4	26	В	2.5	125	1.2
	29.	767.4	26	В	4.5	135	0.9
	1.IX	831.3	26	В	2.5	140	0.9
	1.	831.4	26	V	4.5	140	0.5
	2.X	862.2 ₃	26	В	3.5	160	1.2
	3.	863.2	26	В	3	145	1.2
	3.	863.3	26	V	3	145	0.5
	2.XI	893.2	26	В	4	175	1.1

этой галактики. В этот же период наблюдалась и заметно большая, чем обычно, степень поляризации. Однако прямой связи между уровнем блеска и степенью поляризации, кажется, нет. Представляется важным отметить, что у ЗС 371, по-видимому, могут иметь место очень быстрые изменения поляризации. Действительно, в июле 1969 г. за сутки степень поляризации упала с 8.0 до 5.7%. В ряде случаев наблюдения, продолжавшиеся 1.5—2 часа, оставляли впечатление, что и внутри этих интервалов поляризация не оставалась постоянной.

Сопоставление данных, полученных в 1970 г. за одну ночь в цветовых полосах В и V, не дает оснований считать, что имеется заметная зависимость параметров поляризации от длины волны.

ЗС 390.3. В излучении этой галактики доминирующим также является излучение звездообразного ядра. Данные табл. 3 показывают, что это излучение поляризовано. Степень поляризации в 1968—1970 гг. держалась на одном уровне — около 3%, направление же плоскости преимущественных колебаний испытывало явные изменения со временем. Блеск галактики в этот период, согласно данным работы [12], характеризовался плавными изменениями. Рис. 3 дает сопоставление изменений позиционного угла плоскости преимущественных колебаний по данным табл. 3 с величиной В по данным работы [12] для 1970 г. Одновременные наблюдения ЗС 390.3 в цветовых полосах В и V в 1970 г. не показали, так же, как и для ЗС 371, заметной зависимости поляризации от длины волны.

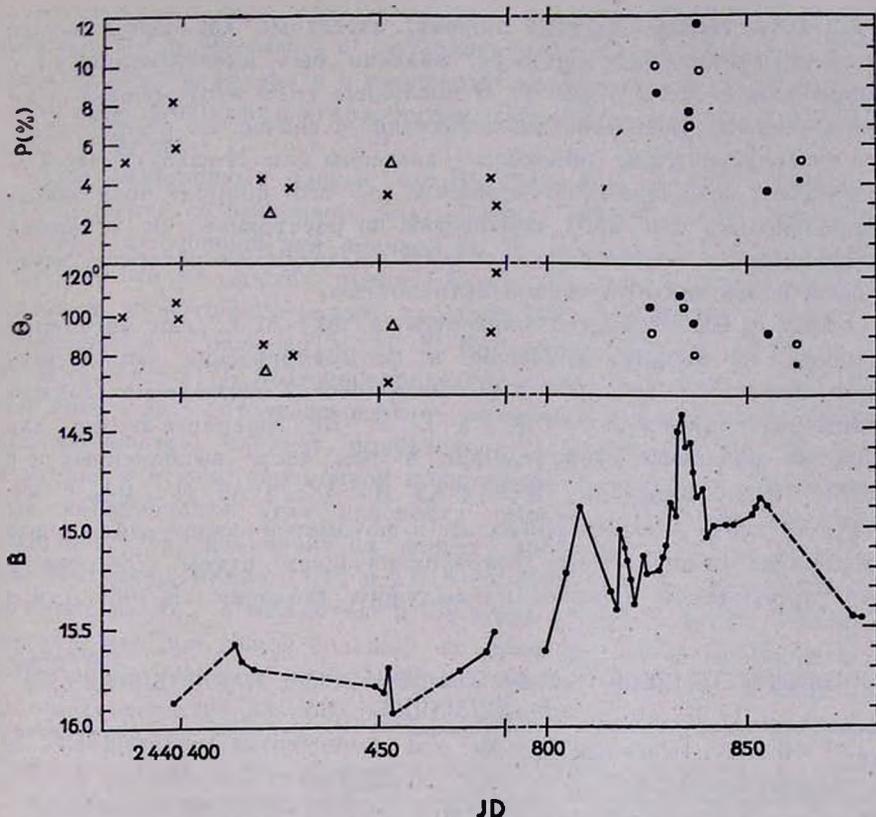


Рис. 2. 3C 371. Изменение параметров поляризации p и θ_0 (X — без фильтра, ● — в полосе В, ○ — в полосе V, △ — в длинноволновой области) и величины V в 1969 и 1970 гг.

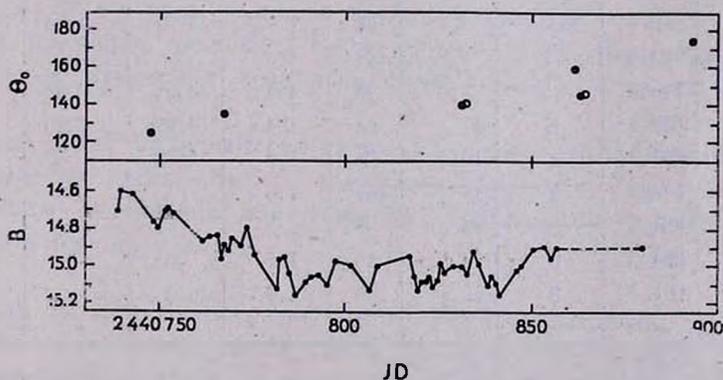


Рис. 3. 3C 390.3. Изменение позиционного угла плоскости преимущественных колебаний θ_0 (● — в полосе В, ○ — в полосе V) и величины V в 1970 г.

BL Lac. Звездообразный объект, известный как неправильная переменная звезда BL Ящерицы, недавно был идентифицирован с радиоисточником VRO 42.22.01. В последние годы этот объект привлекает усиленное внимание наблюдателей и сейчас он обычно признается внегалактическим объектом — квазаром или N-галактикой. Однако вынести окончательное суждение об его природе пока невозможно, поскольку для него неизвестны ни расстояние, ни истинный цвет. Но в любом случае это — объект выдающегося интереса, замечательный своей исключительной активностью.

С 1969 г. BL Ящерицы изучается в АО ЛГУ, где регулярно проводятся ее поляриметрические и фотометрические наблюдения. звездой сравнения при электрофотометрических наблюдениях служит расположенная примерно на $20''$ к Е от BL Ящерицы звезда, для которой из различных определений, в том числе выполненных и в АО ЛГУ, было выведено: $B = 14^m 65$, $B - V = 1^m 69$, $U - B = 1^m 83$. Результаты всех поляриметрических и фотометрических наблюдений BL Ящерицы (выполненных фотозлектрическим путем) собраны в табл. 4, построенной подобно предыдущим таблицам. В 1969 г. и в

Таблица 4

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
BL ЯЩЕРИЦЫ

Дата	JD	Спектр. область	p (%)	u_0	$\frac{n_{BL}}{n_{неба}}$	B	B-V	U-B
14.X.1969	2440 509.3	б/ф	5.6	21°	1.2	15.00	+1.05	-0.03
17.	512.3	б/ф	8.4	0	0.9	15.13	1.00	—
10.XI	536.3	б/ф	6.5	156	1.0	15.04	1.03	—
6.XII	562.2	б/ф	4.4	136	1.1	14.99	1.05	—
4.VI.1970	742.4	б ф	4.8	145	1.4	—	—	—
8.	746.4	б/ф	5.0	94	1.3	14.65	0.95	+0.17
9.IX	839.5	B	11.0	68	1.4	14.99	0.80	—
27.	857.4	B	10.5	56	1.2	14.82	0.81	—
19.X	879.2	B	16.5	167	1.0	—	—	—
21.	881.2	B	13.0	5	1.3	—	—	—
24.	884.3	B	14.0	29	1.5	—	—	—
30.	891.4	B	12.5	0	1.7	15.2	—	—

начале 1970 г. поляризационные измерения делались без фильтров в широкой спектральной области, а затем в цветовой полосе B. Однако, основываясь на утверждении Н. Висванатана [13] о слабой зависимости

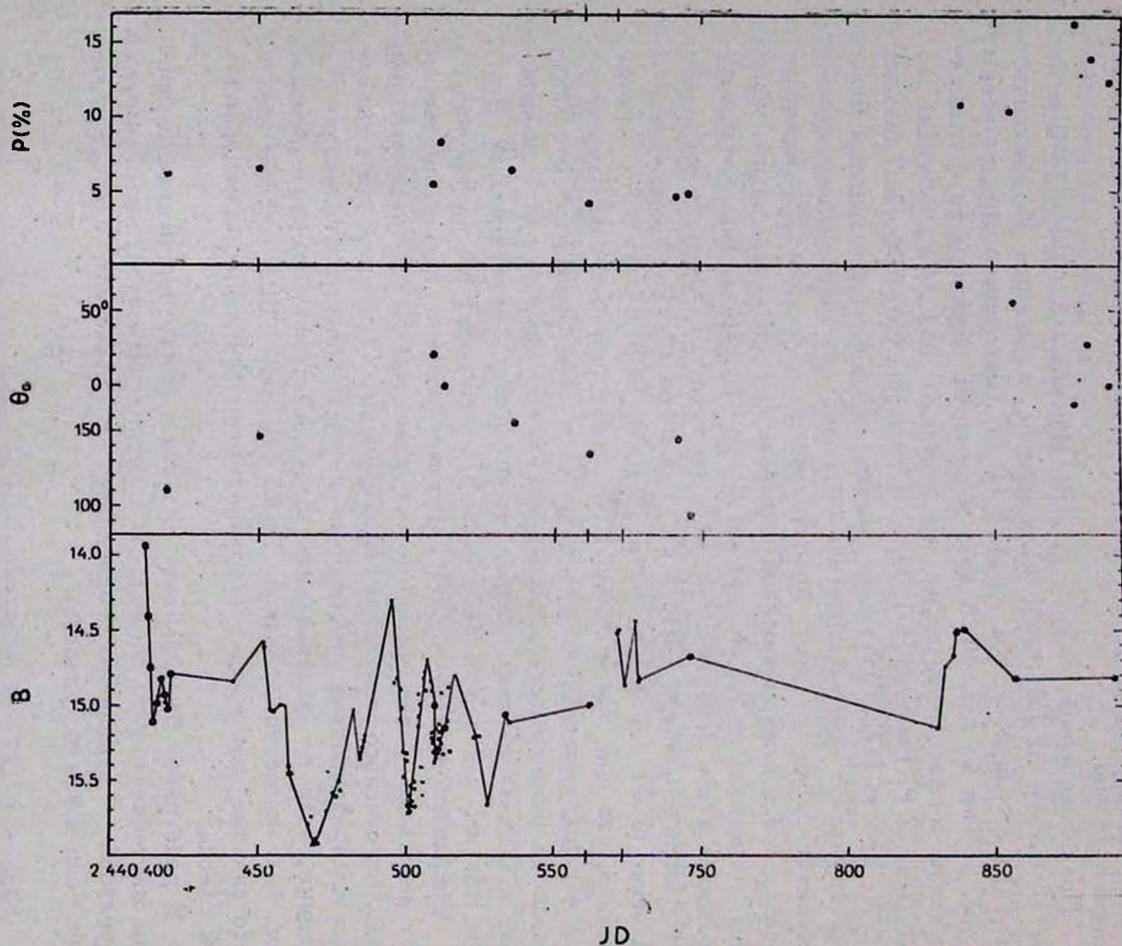
поляризации от длины волны, их сопоставление представляется допустимым. Одновременно с фотоэлектрическими наблюдениями, VL Ящерицы была включена и в программу фотометрических наблюдений, выполняемых фотографическим путем. Эти наблюдения будут опубликованы отдельно.

Поляризационные данные для VL Ящерицы за 1969—1970 г. из табл. 4, вместе со значением поляризации, найденным Н. Висванатаном [14] и сообщенной нам оценкой Н. М. Шаховского, представлены на рис. 4. Там же даются оценки блеска VL Ящерицы по фотоэлектрическим и фотографическим наблюдениям АО ЛГУ, а также по наблюдениям Р. Рейшена [15], Н. Е. Курочкина [16] и К. П. Триттона и Р. А. Бретта [17]. Фотоэлектрические значения представлены большими кружками, фотографические — малыми. Из приведенных данных с несомненностью следует присутствие в излучении VL Ящерицы значительной и явно переменной поляризации. Особенно велики изменения позиционного угла плоскости преимущественных колебаний. Наблюдались его изменения на десятки градусов всего за несколько дней. Например, между 14/15 и 17/18 октября 1969 г. произошло его изменение на 21° , а между 4/5 и 8/9 июня 1970 г. — на 51° (Следует отметить, что при такой большой поляризации, какая наблюдается у VL Ящерицы, точность определения θ_0 весьма велика). В ряде случаев, когда регистрация продолжалась длительное время (1,5—2 часа), у нас складывалось впечатление, что поляризация излучения VL Ящерицы, так же, как и N-галактики ЗС 371, не оставалась постоянной.

Собранные за 1969—1970 гг. фотометрические данные подтверждают известные ранее сильные и подчас весьма быстрые вариации потока оптического излучения VL Ящерицы. Однако в даты выполнения поляризационных наблюдений поток оптического излучения VL Ящерицы, судя по параллельным электрофотометрическим наблюдениям, был примерно одинаков. Таким образом у VL Ящерицы имеют место сильные изменения состояния поляризации при малых изменениях блеска.

В ряде работ была найдена сильная и также переменная поляризация излучения этого объекта и в радиодиапазоне. Однако никаких корреляций в изменениях поляризации в оптическом и радиодиапазонах пока найти не удалось.

Квazar ЗС 273. В программу наблюдений компактных внегалактических объектов вошел также самый яркий и единственный доступный наблюдениям с нашей аппаратурой квазар ЗС 273. Из довольно многочисленных наблюдений разных авторов уже известно, что поля-



ризация излучения этого квазара мала, а блеск в последние годы почти не менялся. Результаты его поляриметрических и фотометрических наблюдений, выполненных в АО ЛГУ, приведены в табл. 5.

Таблица 5

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
КВАЗАРА ЗС 273

Дата	JD	Спектр. область	p (%)	θ_0	$\frac{n_{273}}{n_{неба}}$	B	B-V
10.V.1966	2439 256.4	6/ф*	<0.3	...	5	—	—
11.	257.4	6/ф*	<0.3	...	5	—	—
14.	260.3	6/ф*	<0.3	...	5	—	—
15.VI	292.3	6,ф*	<0.3	...	5	—	—
среднее			0.09 ± 0.15	$145^\circ \pm 48^\circ$			
6.VII.1967	678.3	длин- волн. **	0.8	10	1.2	—	—
21.IV.1969	40 333.4	B	0.4	155	6	13.12	—
24.	336.4	R	3.0	135	0.7	—	—
14.V	356.4	R	2.0	120	2.0	—	—
16.	358.3	R	1.2	30	1.7	13.10	—
1.II.1971	984.5	—	—	—	—	13.03	+0.25

* Сурьяно-цезиевый фотокатод.

** Фильтр ЖС-18 (2 мм).

Звездой сравнения служила звезда „G“ из списка Х. Смита [18], фотометрические данные для которой взяты из работы [19].

В 1966 г. поляризация излучения ЗС 273 была мала — находилась в пределах ошибок измерений. В последующие годы она, оставаясь малой, была вполне измерима. При этом оценка 1967 г. находится в согласии с полученными в тот же период оценками И. Аппенцеллера [20]. Сопоставление приведенных в табл. 5 поляризационных измерений с измерениями других наблюдателей позволяет согласиться с высказанным в ряде работ предположением об изменении поляризации излучения ЗС 273 со временем. Вместе с тем, измерения, сделанные в 1960 г. в цветовой полосе R, кажется, опять подтверждают уже высказывавшееся ранее предположение о возрастании поляризации излучения ЗС 273 в красной области спектра. Полученные для ЗС 273 фотометрические оценки хорошо согласуются с оценками других наблюдателей и подтверждают малость световых изменений ЗС 273 в последние годы.

Другие объекты. Наконец, в программу поляризационных наблюдений внегалактических объектов входят также ядерные области и других, помимо обсужденных выше, галактик. Результаты для ряда галактик уже опубликованы в [1]. Здесь же, в табл. 6 приводятся ре-

Таблица 6

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ
ГАЛАКТИК NGC 2903 И NGC 5195

Название галактики	Дата	JD	Спектр. область	d''	p (%)	θ_0	$\frac{n_{\text{гал.}}}{n_{\text{исба}}}$	Примечания
NGC 2903	15.II.1969	2440 258.4	R	26	0.8	35°	5	
	15.	258.5	B	26	< 0.3	120°	9	
NGC 5195	9.VII.1966	2439 316.4	V	26	1.1	68	24	
	1.VI.1967	633.4	6/ф	26	0.9	78	12	
	6.	638.4	6/ф	26	1.1	85	13	
	10.	642.4	6 ₀ ф	26	1.0	91	11	
	20.VI.1968	2440 028.4	V	26	0.5	70°	11	Неуверенные наблюдения
	26.	034.3	6/ф	13	1.1	86	20	
	26.	034.4	6/ф	26	0.9	73	10	
2.VII	040.4	B	26	1.1	73	6		

зультаты поляризационных наблюдений излучения ядерных областей еще двух галактик: NGC 2903 и NGC 5195.

NGC 2903. Эта галактика имеет хорошо заметное ядро с горячими пятнами. Согласно Г. Вокулеру [21], излучение ядра характеризуется сильным УФ-избытком, что, собственно, и послужило основанием для включения ядра этой галактики в программу поляризационных наблюдений.

Как видно из табл. 6, сколько-нибудь значительной поляризации, особенно в голубой области спектра, в излучении ядерной области этой галактики нет.

NGC 5195. Галактика NGC 5195 — спутник галактики NGC 5194 (M 51) — имеет резкое ядро без признаков активности, излучение которого составляет не более 1/4 излучения ядерной области галактики, выделявшегося 26" диафрагмой. Из данных табл. 6 видно, что излучение ядерной области галактики NGC 5195 определенно поляризовано.

Значения поляризации практически одинаковы в разные годы и совпадают с оценкой А. Эльвиус и Дж. Холла [22]. Эта поляризация явно не межзвездная (возникающая в нашей Галактике), на что указывает высокая галактическая широта галактики (около 70°) и отсутствие поляризации в излучении ядра соседней галактики NGC 5194 [1]. Вместе с тем, нет оснований считать эту поляризацию относящейся к излучению собственно ядра, так как при изменении размера диафрагмы измеренная степень поляризации оставалась практически постоянной. Наблюдения с разными фильтрами не дают указаний на заметную зависимость поляризации от длины волны.

Подводя итог, мы можем отметить, что поляризация действительно свойственна излучению многих компактных внегалактических объектов — ядер галактик, квазаров. В большом числе случаев она оказывается переменной. Дальнейшие поляриметрические наблюдения этих объектов нам представляются бесспорно интересными. Обсуждение полученных результатов будет дано в других работах.

Ленинградский государственный
университет

A POLARIMETRIC STUDY OF COMPACT EXTRAGALACTIC OBJECTS

V. A. DOMBROVSKY, M. K. BABADZHANIANZ, V. A. HAGEN-THORN,
S. M. HOUTKEWICH

The present paper gives the results of polarimetric and in some cases photometric observations of compact extragalactic objects — QSS and the nuclei of different galaxies. The observations are made with an elektropolarimetre of the 20-inch reflector at the Byurakan astrophysical station of the Leningrad University during the period of 1968—1970.

In Table 1 (which is the continuation of Table 2 of the previous paper [1]) the results of the observations of nuclear regions of 10 Seyfert galaxies are shown. It is seen, that the radiation of most of them proved to be appreciably polarized.

For galaxies NGC 1275, NGC 4151 and II Zw 14 variations of polarization parameters with time are detected. Fig. 1 compares variations of the polarisation with those of the magnitude of galaxy NGC 4151 according to different observers.

In Table 2 the results of the observations of N-Galaxies 3C 371 and 3C 390.3 are given. The radiation is considerably polarized and the polarization parameters are surely varied with time.

In Figure 2 and 3 variations of the polarization and those of the magnitudes of the galaxies are examined comparatively.

Table 3 gives the results of polarimetric and photometric observations of BL Lac. The radiation of the object is found to be strongly polarized and the polarization is seen to vary greatly with time. Polarimetric and photometric data for BL Lac presented in various papers are compared in Figure 5.

Table 4 and 5 show the results of the observations of QSS 3C 273 and the nuclear regions of galaxies NGC 2903 & NGC 5195.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Домбровский, В. А. Газен-Торк, *Астрофизика*, 4, 409, 1968.
2. В. А. Домбровский и др., *Труды АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
3. D. H. Slove, *Ap. J.*, 158, L 19, 1969.
4. W. S. Fitch et al., *Ap. J.*, 150, L 67, 1967.
5. T. G. Barnes, *Ap. Lett.*, 1, 171, 1968.
6. В. М. Лютый, *Астрон. цирк.*, № 528, 1969
7. Э. А. Дубай, Н. М. Шаховской, *Астрон. цирк.*, № 375, 1966.
8. M. F. Walker, *Ap. J.*, 151, 71, 1968.
9. В. А. Peterson, *Ap. Lett.*, 3, 103, 1969.
10. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 46, 237, 1969.
11. T. D. Kinman, *Ap. J.*, 148, L 53, 1967.
12. М. К. Бабаджаныц и др., *Труды АО ЛГУ* (в печати).
13. N. Visvanathan, *Ap. J.*, 155, L 133, 1969.
14. N. Visvanathan, *IAU Cir.*, No. 2170, 1969.
15. R. Racine, *Ap. J.*, 159, L 29, 1970.
16. Н. Е. Курочкин, *Астрон. цирк.*, № 561, 1970.
17. K. P. Tritton, R. A. Brett, *Observatory*, 90, 110, 1970.
18. H. J. Smith, *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, I, p. 221, 1965.
19. M. S. Burkhead, M. I. Parvey, *P.A.S.P.*, 80, 483, 1968.
20. I. Appenzeller, *Ap. J.*, 151, 769, 1968.
21. G. de Vaucouler, *Ap. J.*, Suppl., ser., 5, 233, 1961.
22. A. Elvtus, J. S. Holl, *Lowell Obs. Bull.*, No. 123, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

AN ANGULAR-DIAMETER—RED-SHIFT RELATION FOR
RICH CLUSTERS OF GALAXIES

G. PAAL

Received 30 October 1970

A simple method of determining a characteristic size of clusters of galaxies has been developed and applied to all rich clusters with known red-shifts to establish a new observational relation for cosmology: an apparent-size—red-shift relation. Empirical evidence has been obtained suggesting the presence of large-scale inhomogeneities in the distribution of clusters of galaxies, the evolution of the clusters, the reality of the expansion of the Universe and the possibility of correcting the value of the Hubble "constant" as well as the deceleration parameter of the universal expansion.

1. *Introduction.* Cosmology, cosmogony and study of individual clusters is in great need of a practical definition of the diameter of clusters of galaxies. Although numerous attempts have been undertaken to define one [1—5], it is generally known that the definitions so far advanced fail to give reliable characteristic sizes for a good many clusters which have their redshifts measured, i. e. which might profitably be used for the purposes of observational cosmology and cosmogony. Photographs covering larger areas of the sky around the clusters and reaching fainter limiting magnitudes would be needed for those definitions to be useful in comparing near-by and far away clusters [3, 4, 6, 7], even if we restrict ourselves to well-separated clusters with smooth backgrounds. The present paper aims at providing a definition of wider applicability for a characteristic size in clusters of galaxies and making use of it for constructing an angular-diameter—red-shift relation for all rich clusters with known red-shifts.

2. *An operational definition of cluster diameter.* There are some natural requirements that a suitable definition of cluster diameter has to meet: 1) accuracy, 2) simplicity, 3) quality of producing commensur-

able results for clusters at different distances (no errors systematically increasing with distance), 4) applicability to the existing photographic plate material. In our specified program the last requirement expresses the necessity of using mainly the National Geographic Society Palomar Sky Survey (hereafter called P. S. S.) plates or they being unavailable the corresponding prints. Other existing plates cover only the region of a few clusters. This in turn places restrictions on the part of the luminosity function which may be compared in the study.

Selecting the galaxies for investigation. Owing to the fact, that the members of the most distant clusters can be recognised on P. S. S., only in a rather small magnitude range, the magnitude difference, Δm , between the brightest and faintest members to be examined in near clusters must also be small by virtue of the 3rd requirement (cp. the last point of this Section). The value of Δm may at best amount to 2, just like in the case of Abell's work [8]*. To make the commensurability of the results quite exact the strict identity of the magnitude intervals studied ought to be insisted upon, a condition which would necessitate the use of reliable magnitude standards. Lack of the latter caused us to replace the selection of galaxies of equal brightness-categories (relative to the brightest members) by that of galaxies of equal size-categories (relative to the largest members) when defining the new kind of cluster diameter for the purposes of the present study. No doubt these two categories are in fact closely related, but apart from the existence or otherwise of some connection between them, the procedure here suggested provides a proper substitute for the conventional one by distinguishing the members of another comparable subsystem within the clusters instead of the system constituting the bright end of the luminosity function of the clusters. Obviously the isophotos defining the size of the galaxies depend for their position upon several factors: optics of the telescope used, atmospheric seeing condition, quality of the plates, exposure time, red-shift etc, nevertheless the ratio of the isophotal diameters which will be specified below, remains practically unchanged for any given pair of galaxies whatever the influence of the factors mentioned may be, provided these galaxies are elliptical. The reason for this lies in the fact, that the elliptical galaxies have a common luminosity distribution law well represented by Hubble's interpolation formula [9]

$$B/B_0 = [(r/a) + 1]^{-2},$$

* For the same reason as in Abell's work the red P. S. S charts were used throughout this study.—cp. [8] p. 213.

where B/B_0 is the ratio of the observed surface brightness to that at the centre of the nucleus, r is the angular distance from the centre and a is a parameter angle fixing the scale. In the case of measuring faint isophotal contours on P. S. S. this formula reduces to

$$B/B_0 = (r/a)^{-2},$$

which makes our statement obvious. Rich spherical clusters, most useful in deriving reliable cluster diameters, are predominantly populated by ellipticals so that—by suitably fixing the ratio of the diameters of the largest cluster members to those of the smallest ones to be studied—comparable subsystems of the clusters can be defined in a way almost independent of the circumstances of observation and without reference to any standards. This holds true at least for regular clusters, while at the same time the procedure of selecting the galaxies in irregular clusters remains no doubt slightly indefinite. For the sake of completeness we note that some minor factors affecting the position of isophotals, such as diffraction, irradiation and neighbourhood effect [10] lead to a combined error less than the uncertainty of the isophotal diameters estimated on P. S. S. prints in the case of our relative measurements of galaxies of similar size in each cluster.

In what follows, the ratio of the isophotal diameters of the largest galaxies to those of the smallest ones in the subsystems selected for examination is taken to be 2, a number roughly equivalent to a magnitude interval somewhat less than $\Delta m = 2$. The diameter of the "largest" members of a cluster is determined by averaging the diameters measured for the 3rd and the 5th largest galaxy on a field chosen by mere inspection as being the area of the "main condensation" of the cluster. After the cluster diameter is derived by the procedure which we shall come to presently, the 3rd and 5th largest galaxies within the corresponding (newly defined) area are again identified. If they differ from the galaxies picked out previously within the earlier estimated "main condensation", the procedure is repeated using the new "standard" galaxies until a self-consistent system of data is reached (cp. [6]). The writer has found from experience that—instead of a single isophotal diameter—the square root of the product of the major and minor isophotal diameters of every galaxy may profitably be used in the study.

In spite of all caution exercised in selecting the galaxies to fulfil the 3rd requirement, the possibility of selecting not strictly corresponding parts of the clusters with errors slowly growing as the distance increases will be admitted and a method of measuring cluster diameters developed which is insensitive to moderate alterations of the limi.

ting isophotal diameter (and also to the other source of systematic error: the increasing interference of the field). On the other hand the best possible fulfilment of the last requirement appears to be assured by our selection alone (cp. also the last point of the present Section).

Method of measuring the cluster diameter. Having selected the cluster members with which to work we proceed to count them as usual in circular rings around the apparent centre of the cluster [3, 4, 11] and to construct the function $N(\vartheta)$, which represents the total number of galaxies found within the circle defined by radius ϑ . For a considerable part of rich clusters the diagram $N(\vartheta)$ shows one major change of slope in the range $20 < N < 50$. (The possibility of random occurrence of these features will be discussed later). In order to illustrate this phenomenon we present the corresponding diagrams for a few near-by regular clusters on Fig. 1 (upper part). Since the "deflection"

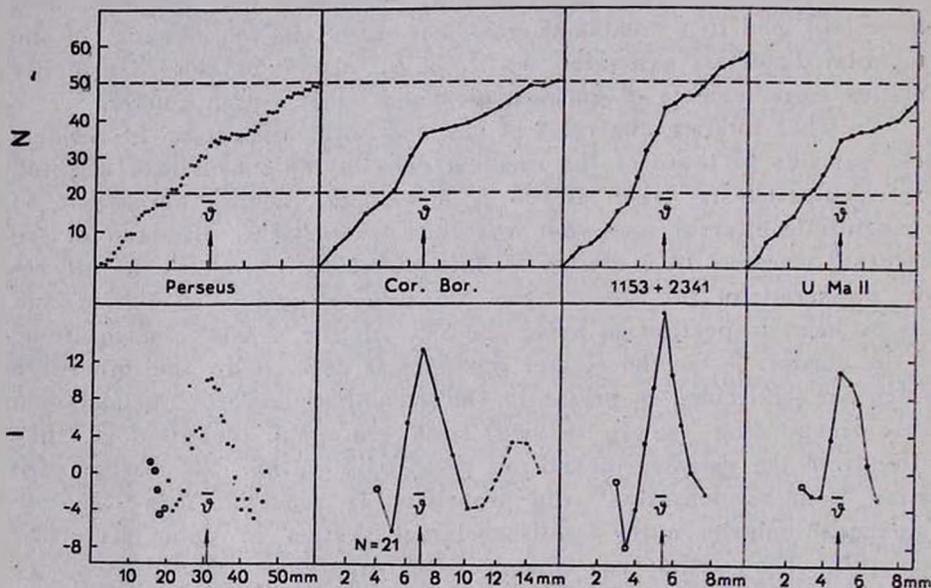


Fig. 1.

of the curve $N(\vartheta)$ generally occurs at a fairly well-defined radius ϑ , an opportunity arises to derive an accurate characteristic size of these clusters in accord with the 1st and 2nd requirements mentioned earlier. The perfect fulfilment of the 3rd (last remaining) requirement—

the strict commensurability of the resulting radii—is ensured by the very important observational fact that *these radii are practically independent of moderate changes in the "limiting magnitude" of the counts* (cp. the closing remark of the previous point)*. According to our present usage of the word the condition for the values \bar{v} to be "commensurable" is *not the strict identity* of the corresponding diameters in space, but *their freedom from systematic observational errors* increasing with the distance and, of course, *the existence of a mean spatial diameter* for clusters of any given type and distance (in full agreement with our observations described in Sections III and IV and also with the generally assumed isotropy of the observable universe at large) as well as a *reasonable scattering* of the individual diameters around this mean (also supported by the data of the following Sections)**. This notion of commensurability implies that identical clusters located at different distances have equal spatial diameters, but evolutionary effects may be present to make the spatial diameters deviate from each other at different epoch of light emission (i. e. at different distance-categories).

The afore-mentioned proposal of defining cluster diameters can be formulated numerically and extended also to rather irregular clusters to give definite sense to the notion of their "diameter" by introducing an appropriate index for slope variation

$$I = 2N(\bar{\theta}) - N(0.7\bar{\theta}) - N(1.3\bar{\theta}) \quad (1)$$

and calculating the value \bar{v} at which $I(\bar{\theta})$ reaches its maximum. This definition still needs to be supplemented for the case when there are two or more maxima. To do this properly requires introducing suitable (but otherwise arbitrary) restrictions on the minimum acceptable values of $I(\bar{\theta})$ and $N(\bar{v})$ and on the range of reasonable values for \bar{v} in every cluster, which in turn may practically be reduced again to restrictions on the minimum and maximum values of $N(\bar{v})$ to be accepted. The restrictions $I(\bar{\theta}) > 5$ and $N(\bar{v}) = 35 \pm 15$ seem to be the best fit

* The field to cluster ratio is minimal in this range of Δm [6] so that the influence of the field can be disregarded when determining the locus of the "deflection". Obvious foreground objects may, of course, be excluded from the counts.

** Similarly the photometric "commensurability" of the first ranked cluster members is established by the observed small scatter of the empirical points around the existing mean Hubble relation based on them. The *scatter* of these diagrams provides information on the measured objects and the measuring method, whereas the *averages* deduced for small intervals of the red-shift contain the required data of cosmological interest.

for all the clusters investigated in this program and are used throughout the paper. A continuous increase or decrease of the function $I(\theta)$ is also required at one side of a reliable maximum of I . The counts are extended at least to $1.7 \bar{\theta}$ in order to detect a definite descending branch of $I(\theta)$ at $\theta > \bar{\theta}$. With the above limiting values indicated, the diagrams $I(\theta)$ of a few typical clusters are represented in Fig. 1 (lower part). Were there several well-separated maxima satisfying all these restrictions, the first one is accepted.

Since a systematic error in Δm brings about a change in $N(\bar{\theta})$ as well, the fulfilment of the 3rd requirement might appear doubtful, but the observed deflections at $N < 20$ are always small (expressed in I) and disappear during an appropriate control when the corresponding value N increase over 20 with the increase of Δm . On the other hand the accepted maxima are as a rule well above 20. Usually the second maxima at $\theta > \bar{\theta}$ also disappear i. e. they cease to meet the restrictions —when $N \sim 35$ is reached at decreasing Δm . If there were a remarkable systematic trend in the values $N(\bar{\theta})$ with the distance, a normalization of these values to $N \sim 35$ would be the last step in eliminating systematic errors.

To choose due spacing of the counting circles is a matter of minimal routine. 6 to 10 rings up to $\bar{\theta}$ proved to be enough for our purposes. In case of doubt a recourse to superfine spacing is sure to preclude the possibility of any mistake. A refinement of the rings was always carried out in the vicinity of a possible deflection but not published in the present paper.

The use of changing differences $\Delta\theta = \pm 0.3\theta$ in (1) can be justified by pointing out the obvious fact that in doing so we do not violate the requirement of commensurability (and the other requirements) in the sense as described above in detail. The increase of $\Delta\theta$ may of course give preference to one of two identical features of a function $N(\theta)$ at different values θ , but the preference itself is invariant against the change of distance of the cluster. On the other hand any fixed value $\Delta\theta$ ought to be chosen such that it be different for every cluster depending just on the cluster diameter, which is to be defined with its aid.

In several cases the observed features may be caused by random fluctuations around the average curve $\tilde{N}(\theta)$ of the type of cluster in question, but this holds with the same probability for any distance in an unevolving and homogeneous Universe. Any deviation from the just mentioned properties of the Universe will automatically be revealed

by an analysis of the angular-diameter—red-shift relation to be found. The same relation will show that the mean of the values $\bar{\theta}$ for a given distance is nearly the same for all types of rich clusters considered.

There is another property of the value $\bar{\theta}$ indicating that the “deflection points” are indeed uniquely determined along the whole curves $N(\theta)$. The special feature characteristic only of these values can be expressed numerically in the following way: a model curve $M(\theta)$ is specified so that it consists of two consecutive linear sections (the first one originating at the point (0,0) with the ratio of their slopes being 2:1 and the ratio of their projections on the abscissa 3:1. The integral deviation of the model curve, $M(\theta)$, from the observed total number, $N(\theta)$, is calculated along the whole domain where $M(\theta)$ is defined by using the formula

$$\int_0^{1.3\bar{\theta}} [M(\theta) - N(\theta)] d\theta = f(\theta^*).$$

The function $f(\theta^*)$ exhibits only one outstanding deflection (which is usually a maximum as well, expressing that the whole model curve rises over the observed curve by a maximum integral measure). The loci of these deflections coincide within reasonable limits with our values $\bar{\theta}$ derived earlier in an independent way. Any two possible candidates for the locus of deflection, $\bar{\theta}$, on a single curve $N(\theta)$ can easily be distinguished by this measure, thus excluding the danger of a misidentification of $\bar{\theta}$.

On the basis of all what has been said above we may state that the radii θ derived for several clusters chosen at random from two different narrow distance categories represent comparable statistical samples, *characteristic of their distance*. This circumstance makes our method suitable for cosmological investigations, where we are concerned with properties of huge volumes of space rather than with individual objects. At the same time we are probably correct in saying also that our values $\bar{\theta}$ are in several cases reliable and *reproducible characteristics of the clusters as well*. This is the case for regular, compact and spherical clusters well-separated from the neighbouring ones. To support this statement we present some data obtained by other authors as a comparison.

Comparison with data from other sources. Counts of the three nearest rich compact clusters made in relatively small magnitude inter-

vals are available in the literature [3, 5, 12]. Strictly speaking the second one is only a mapping and list of all galaxies not fainter than $m_B = 15.7$, which has been converted into counts in circular rings by the author. It is a remarkable coincidence that in spite of the differences in the centres of the counting circles, as well as the limiting magnitudes and spectral sensitivities of the plates used the loci $\bar{\theta}$ of the maximal changes of slope as derived from both sources by means of the maxima of index (I) are in satisfactory agreement for these clusters (Table 1). The values I_{max} are also of the same order, which implies a less prominent change of slope in Zwicky's counts, where the limiting magnitudes are somewhat fainter and therefore the values $N(\theta)$ larger.

Table 1

Source Cluster	Corona Borealis	Coma	Perseus
Zwicky's data	$\bar{\theta}=7.5$ $I_{max}=15.2$	$\bar{\theta}=22.4$ $I_{max}=9.8$	$\bar{\theta}=40'$ $I_{max}=8.1$
Our data (transformed in min. of arc)	$\bar{\theta}=7.8$ $I_{max}=13.3$	$\bar{\theta}=23.5$ $I_{max}=7.0$	$\bar{\theta}=35'$ $I_{max}=11.0$

In case of these larger numbers it is especially convenient to describe the phenomenon of "deflection" of $N(\theta)$ in an equivalent form: the value $\bar{\theta}$ can be considered as the only common limit of two significantly different distributions of the numbers $n_i = N_i - N_{i-1}$ at its both side. — Zwicky's counts of the Corona Borealis Cluster corrected for the field* are for example: 19.0, 16.8, 11.6, 13.3, 17.0 at $\theta < \bar{\theta}$, 10.4 in the ring with our $\bar{\theta}$ in it, and 4.2, 8.6, 9.2, 10.1, 8.4 at $\theta > \bar{\theta}$. — The contra-hypothesis that the counts at $\theta < \bar{\theta}$ and $\theta > \bar{\theta}$ come from the same distribution can be rejected at a significance level of 0.05 or less for a great many regular clusters. The use of a dividing point different from $\bar{\theta}$ would drastically worsen this significance. This provides another statistical basis to the possibility of defining angular sizes with the aid of the maximum property of $I(\theta)$ for at least a number of clusters.

* Using these larger magnitude intervals it is more important to correct for the field. The correction is taken from Zwicky too. The immediate central region may be excluded from the sample because of the typical parabolic form of the function $N(\theta)$ at $\theta \sim 0$.

Choosing the centre of a cluster. Since the apparent centre of a cluster as indicated by the apparent centre of gravity of the small central group of the brightest member galaxies is not always symmetrically located with respect to the more extended "main condensation" of the cluster and our techniques consist in measuring the radius of this large condensation, the centre of the counting circles may be placed in a slightly eccentric position within the contour of the small central group so as to produce the highest possible maximum of $I(\theta)$. To obtain this maximum means of course to find the optimal centre around which the frequency of galaxies shows the most sudden decrease in every direction at nearly equal distances.

Accuracy. The position of the centre of the counting circles marked out by different skilled observers proved to be remarkably stable in the case of regular clusters, which are most valuable in this program. The individual positions usually agreed to better than ± 10 per cent of $\bar{\theta}$ when repeating their independent determination, which is quite sufficient for purposes at hand.

It is a more difficult matter to estimate the uncertainties in the final value $\bar{\theta}$ resulting from all the errors of the whole procedure described. Repeated independent determination of $\bar{\theta}$ may, however, throw some light on this question. There is a sound basis for considering that the values $\bar{\theta}$ are correct to within 15 per cent for about one half of the objects (regular cases), which are given the statistical weight 2 (or 1—2) in Table 2, of the following Section, while other clusters of higher degree of irregularity are denoted by 1 or 0 in the corresponding column of the Table.

Finally we note, that by changing the centre of the counting circles within the area of the group of the brightest members the radius $\bar{\theta}$ sometimes "disappears" (in the sense that the function $I(\theta)$ does not reach its adopted limit), but seldom, if ever, can the locus of a maximum satisfying the criteria be appreciably altered.

Studying small numbers of galaxies. One controversial point in the proposed method still needs to be accounted for: the use of a rather poor statistical sample in each cluster. The author's investigations reveal the surprising fact that the unavoidable uncertainty caused by the deficiency of the sample would only be increased by a considerable enlargement of the number of member galaxies studied. Using larger numbers (i. e. larger magnitude intervals or size ratios) the deflection

Table 2

	Cluster	Counts (above) within ring limits given in mm on P.S.S. (below)	\bar{n}	Weight
1	Virgo	3 0 0 1 1 3 7 1 5 6 0 1 2 2 3 3 4 0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170	100	0
2	Perseus	2 3 4 5 2 1 4 4 5 4 2 1 0 1 3 2 4 1 1 2 0 3 6 9 12 15 18 21 24 27 30 33 36 39 42 45 48 51 54 57 60	31	2
3	Coma	2 2 1 5 4 4 4 4 3 1 3 1 0 1 3 1 3 0 3 0 0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40	21	2
4	1627+3938	2 3 2 3 2 2 2 3 6 2 2 2 4 2 4 3 3 3 2 2 0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40	18	0
5	Hercules	5 3 3 0 2 3 2 1 0 5 4 4 0 0 2 2 1 1 4 1 1 3 2 0 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26	15	1
6	UMa I	9 3 2 1 4 1 6 2 2 3 3 1 1 1 0 2 1 3 4 2 2 0 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10 11 12 13 14	7.0	1
7	0106-1536	3 5 3 2 2 4 3 4 3 0 3 1 2 3 3 2 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16	9.0	1
8	Leo	3 0 2 0 0 1 2 6 9 2 3 3 4 3 3 2 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16	9.0	1
9	Cor. Bor.	5 4 5 3 4 9 6 1 1 1 2 2 3 3 0 1 1 5 1 2 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20	7.0	2
10	0348+0613	1 2 3 0 2 5 4 3 4 3 9 2 3 2 2 6 4 3 3 5 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10	5.5	1
11	1513+0433	5 5 4 3 6 5 6 2 2 2 5 5 1 1 1 1 1 2 2 2 3 0 1 2 3 4 5 6 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10 10.5 11 11.5 12 13 14 15 16	9.5	1-2
12	Boötes	3 3 4 2 3 1 3 1 4 3 3 1 2 1 1 2 2 1 1 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10	5.5	1
13	UMa II	3 4 2 3 2 5 2 4 5 5 1 1 1 1 1 3 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9	5.0	2
14	1153+2341	3 2 1 2 3 4 2 7 7 5 7 1 2 0 3 2 4 1 1 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10	5.5	2

15	1534+3749	1 5 6 3 3 3 5 4 5 4 6 5 2 2 1 3 3 3 4 5 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9 9.5 10	6.0	2
16	0025+2223	2 2 0 2 4 5 3 5 4 4 0 1 2 2 4 3 2 0 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9	5.0	1-2
17	1228+1050	2 1 1 4 2 5 4 2 4 0 1 2 0 1 1 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8	4.5	0-1
18	0138+1840	4 3 6 3 5 4 2 5 5 1 0 1 4 5 2 4 1 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5	4.5	1-2
19	1309-0105	5 5 2 3 1 5 4 4 1 0 1 3 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7	4.0	2
20	Coma II.	8 4 2 4 1 3 5 4 1 2 0 3 3 1 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7	4.0	1-2
21	0925+2044	4 3 2 1 5 3 4 3 3 1 1 2 3 4 1 1 1 3 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7 7.5 8 8.5 9	4.5	0-1
22	1253+4422	4 3 2 8 6 7 2 2 2 3 4 4 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6	3.0	2
23	Hydra II.	3 3 0 5 1 5 3 3 0 0 3 2 2 2 0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5 5.5 6 6.5 7	4.0	1
24	0024+1654	4 4 2 3 2 3 2 1 3 0 0 1 0 2 2 0 2u 4u 6u 8u 9u 10u 11u 12u 13u 14u 15u 16u 17u 19u 21u u=.137	1.8	2
25	1448+2619	3 4 4 4 4 5 6 3 0 2 1 1 6 4 3 0 2v 4v 6v 8v 9v 10v 11v 12v 13v 14v 15v 16v 18v 20v 22v v=.25	3.0	1
26	1410+5224	.6 4 3 5 5 7 10 2 4 4 min2 min4 0 1x 2x 3x 4x 5x 6x 7x 8x 9x 10x 11x 12x x=.22	1.5	1

Notes: 1) Circles around NGC 4686, otherwise $\bar{n} \geq 100$. 2) Supported by Zwicky's data. Cf. [12] and Fig. 1. 3) This value \bar{n} refers to intervals of 1 mm. 4) Hardly separable double system. See [14]. 5) Data refer to the more regular (northern) part. 9) Supported by Zwicky's data [3, 12]. Cf. Fig. 1. 10) Extremely faint and small for its red-shift [15]. 12) Ambiguous distinction of member galaxies. 14) Very rich [8], yet of "normal" size. Cf. Fig. 1. 15) Foreground galaxies slightly interfere. 17) Virgo Cluster galaxies (foreground) interfere. 19) Extremely rich [8], yet of "normal" \bar{n} and $N(\bar{n})$. 21) Ambiguous distinction of member galaxies. 22) Small richness [8]; small \bar{n} ; normal $N(\bar{n})$. 23) Foreground group seems to be projected on it. 24) Supported by Zwicky's data [3, 12]. 25) Too bright and large for its red-shift, Cf. Fig. 4. 26) Counts on a reproduction of a 200" Palomar plate.

of the diagram $N(\theta)$ — a distinctive feature of the space distribution of the brightest cluster members — gradually disappears [11] and a less conspicuous feature in the radial distribution of galaxies near to the centre takes its place (cp. also Zwicky's counts [3, 4]). At those smaller radial distances the number of counted members is just as small as in our case, but the resulting characteristic size is much less definite owing to the necessary error in identifying the centre and the individual differences in the distribution of galaxies in clusters. A minimal field to cluster ratio is also an advantage of the small magnitude range [6]. Consequently the only way of improving the statistics is to *increase the number of clusters* themselves, included in the investigation, in perfect accord with the original design of the present paper. Common properties of several clusters may thus be detected at a satisfactory significant level even in case of poor sampling in each cluster.

It is also worth noting that the phenomenon underlying the existence of a deflection in $N(\theta)$, an essential physical separation of the brightest galaxies from the fainter ones, fits well in the known properties of ellipticals, the typical members of compact clusters [6, 13].

3. Counts of galaxies in clusters.

Equipment. Estimation of the isophotal diameters of the galaxian images as well as the counts themselves were made on the red P. S. S. prints with the aid of a variable magnifying power microscope possessing a turnable fine scale in the focal plane of the ocular lens. The resulting counts proved to be practically independent of the amplification, which was finally chosen to have different values in the interval from $3.3 \times$ to $16 \times$ for clusters of different distances. The P. S. S. prints were inspected through a special plane-parallel cast glass sheet put on them, which had a precise set of equidistant concentric circles etched in the bottom side. Their spacing of one millimeter (1.12 minutes of arc of the sky) could be subdivided into two or more equal intervals by means of the ocular scale.

Explanation of Table 2. Some of the most important results of the counts of galaxies in all rich* clusters with known red-shifts are listed in Table 2. The clusters are designated either by their adopted names or by their equatorial coordinates in the first column of the Table. The second column defines the ring-shaped domains used at counting (below in each line) and contains the numbers, n , of those

* Clusters of Abell's richness group higher than 0 are termed "rich".

galaxies within the indicated rings, that meet the criterion for inclusion in the study as outlined in Section 2 (between the ring limits in an upper position). The characteristic radial distance $\bar{\theta}$ is given in the next column. Also given in Table 2 is the estimated statistical weight of $\bar{\theta}$ described in Section 2*. The tabulated values, n , are uncorrected for the continuous field. Any plausible field correction proportional to the area of the ring would make the same change of slope more prominent for every cluster. Typical relations $N(\theta) = \sum_j^{\theta} n$ and $I(\theta)$ of a few fairly regular clusters are plotted in Fig. 1.

4. *Discussion.* Table 2 of Section 3 contains the new observational relation of cosmology: a correlation between the red-shift and angular diameter for rich clusters of galaxies also represented in graphical form in Fig. 2. It covers a range $0.004 < z < 0.46$, reaching the most distant cluster to have its velocity measured.

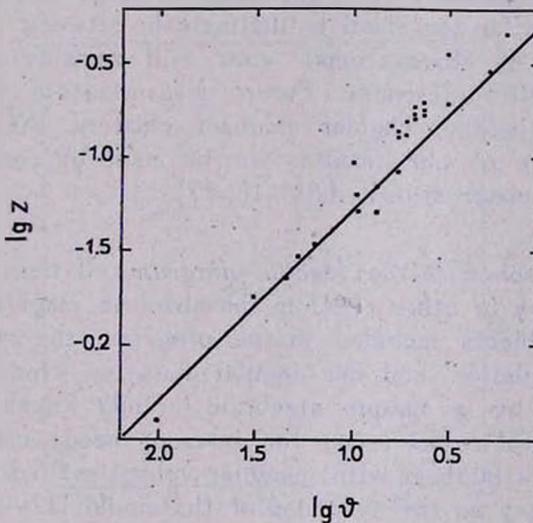


Fig. 2.

The first conclusion that follows from Fig. 2 is that the values $\bar{\theta}$ really serve as a good characteristic measure of the clusters and a useful means of cosmological studies, because the scatter of the points is moderate. The gross properties of the diagram ($\log \bar{\theta}$, $\log z$) cor-

* Clusters of weight 0 and 0-1 give information of lower values. They are included in the program for the sake of completeness and comparison.

respond to what have been expected theoretically, most of the distant clusters being somewhat larger than it would follow from the simple intuitive law of perspectivity: $\bar{v} = \text{const}/z$. However some difficulties arise when one tries to understand the details of the diagram: contrary to all expectations the empirical points seem to align themselves around two parallel linear sections with an apparent discontinuity near $\log z = -1.0$. After a careful re-examination of all possible sources of uncertainty the author found that it was impossible to attribute this peculiar feature to any feasible observational error or selection (i. e. changes of the average richness or red-shift of the continuous spectra etc.). Even an intentional choice of the most improbable parameters during the measuring procedure cannot produce systematic errors of the required order. An attempt to eliminate this peculiarity by any suitable and arbitrary change of the limiting "magnitude" of the counts was also a complete failure. Two possibilities remain: either the fine structure of the diagram is to be interpreted in terms of random scatter or it is to be regarded a real phenomenon. The number and weight of our points are far too small to distinguish between these alternatives. A great deal of observational work still remains to be done before drawing definite inferences. Future measurements should extend to further well-separated regular compact clusters. At this stage of the research a test of our results can be made by comparing them with other related observational data [16, 17].

Comparison with the Hubble diagram. If there are no changes (of evolutionary or other type) in the absolute magnitude and intrinsic size of the objects included in the program, the connection between the Hubble relation and the angular-diameter — red-shift relation can be expressed by a unique algebraic formula known to be valid for any cosmological model (even for inhomogeneous and anisotropic ones and for objects in them with peculiar velocities) independently of any particular theory on the dynamics of the model [17—20]:

$$m = 10 \log (1 + z) - 5 \log \bar{v} + \text{const.} \quad (2)$$

With the aid of this formula we can calculate a fictitious relation (\bar{m}, z) exactly corresponding to our relation (\bar{v}, z) and compare it to that obtained by direct photometry. The additive constant of eq. (2) is to be chosen so as to guarantee the best possible fit of the two empirical relationships to each other. Supposing the observations are not in error, any departure O—C of the directly observed diagram (m, z) from the calculated one expresses a change in brightness and/or size of the

objects involved. On the other hand any coincidence between them is a strong indication favouring the reality and cosmological significance of the corresponding feature. The reason for the latter lies in the fact that there is but little chance for observational errors or cosmogonical corrections to be in perfect agreement with the cosmological connection between m , z and \bar{m} expressed by eq. (2). Thus we have a general means of separating cosmogonical effects (any evolution of the content of the Metagalaxy) from cosmological ones and testing the reality of features of cosmological significance either on the Hubble diagram or on the diagram (\bar{m}, z) . The method of doing this consists of comparing these diagrams after having transformed one of them to the system of the other one by the help of eq. (2). (To avoid any prejudice regarding the "most probable" continuous representation of the empirical relations, each empirical point of one of the relations should be transformed and the two "point diagrams" are to be confronted directly).

The diagram (\bar{m}, z) , which results from the transformation of the diagram (\bar{m}, z) shown in Fig. 2, is given in Fig. 3. The additive constant

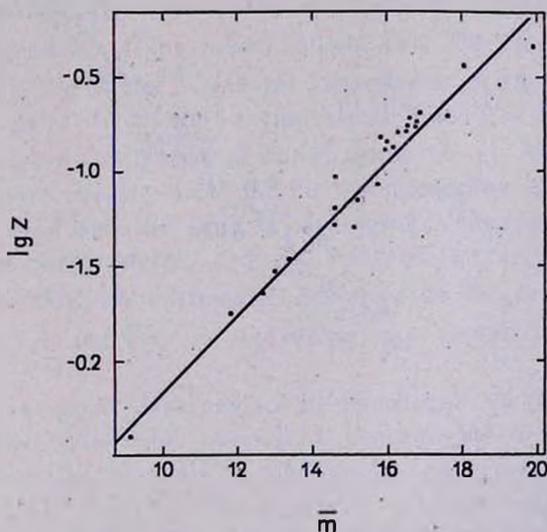


Fig. 3.

in eq. (2) is taken to be $+19.20$. One should not be surprised to find that the jump of the diagram is much less prominent in system (\bar{m}, z) than in (\bar{m}, z) . It is a well-known fact that the apparent sizes of remote objects observed in an expanding universe are too large compared to the inverse of the present, momentary geometrical distance. This makes

the upper part of the diagram (\bar{m}, z) deflect to the left to an extent increasing with distance. On the other hand the apparent intensities are reduced by the so-called number- and energy-effects causing an opposite deflection in the relation (m, z) [21]. Consequently the anomalies in the derived fictitious Hubble relation (\bar{m}, z) give the impression of a wave around the asymptotical line rather than a split of the diagram into two branches.

The most recent information on the Hubble relation available for the author at the time of writing this paper is that coming from unpublished observations by Sandage and Baum. It is presented only in graphical form in [22] and [23]. Fig. 4 is constructed by superim-

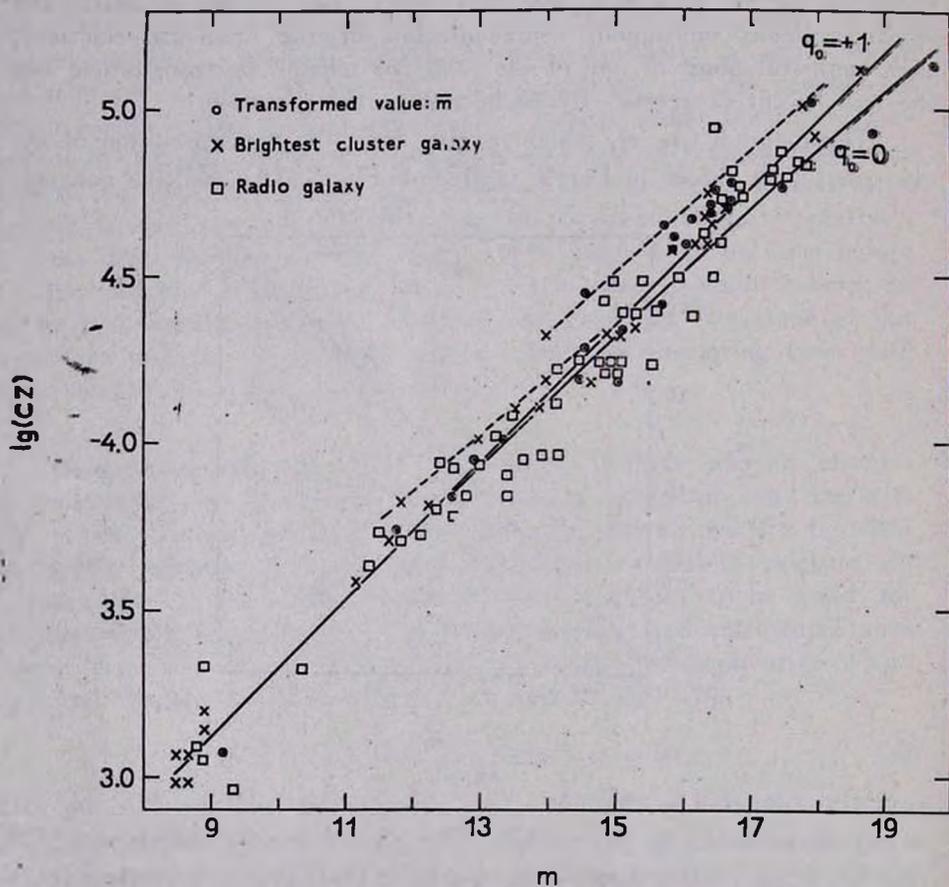


Fig. 4.

posing Fig. 11 of [22] on Fig. 3 of the present paper. The important result that emerges from Fig. 4 is that the relation (\bar{m}, z) obtained

from our results by transformation (2) does coincide with the usual Hubble relation (m, z) within reasonable limits, i. e. within the scatter of the latter. Thus our relation (\bar{v}, z) and the well-known Hubble relation mutually support each other as regards their over-all appearance. The observed relation (\bar{v}, z) however much surprising it seemed to be at first sight, represents just one of the neglected possibilities permitted by the recent Hubble diagram (and by all its predecessors during the last fourteen years). It is important to note that all the Hubble diagrams published from 1956 till 1967 [15, 20, 24, 25] exhibit a minute wave or jump at $z > 0.1$. After having the relation (\bar{m}, z) at hand we should even more carefully treat the question of the decrease or almost complete disappearance of this feature (without detailed explanation) on the latest diagrams [22, 23]. As stated above a coincidence in the fine structure of the diagrams (m, z) and (\bar{m}, z) would be a test of reality of the corresponding feature.

The only tabulated data on the Hubble relation are still those obtained by photographic techniques as early as in 1956 [15]. They admit a numerical treatment and an opposite transformation into a fictitious diagram (\bar{v}, z) by means of eq. (2). The fine structure of the relation (\bar{v}, z) — i. e. the horizontal departures of the individual points or averaged pairs from the asymptotical line $v = \text{const}/z$ — shows a definite correlation with that of our diagram (\bar{v}, z), the sample correlation coefficient ranging from 0.8 to 0.9 depending on the magnitudes used (m_v or m_{pg}) and the type of averaging. The opposite hypothesis that they are uncorrelated can be rejected at levels of significance from 0.01 to 0.001! (A systematic deviation of the relations (\bar{v}, z) and (\bar{v}, z) or (m, z) and (\bar{m}, z) worsening the correlation will be dealt with later).

One more point deserves to be mentioned. In comparing the fine structure rather than the over-all appearance of these diagrams it is vital to employ as accurate a photometric aperture as possible. The usual method of choosing the aperture as some plausible continuous function of the red-shift [26, 27] is certain to smooth out any really existing jump or irregularity on the Hubble diagram. According to Sandage [26] such uncertainties may amount to ± 0.1 mag., or even more in special cases, consequently the error of the differences of the magnitudes at both sides of an unexpected jump of the proposed type may come up to 0.3 mag. Moreover the author's investigations based on de Vaucouleur's data show that this limit of uncertainty ought to be increased. These small systematic errors are of essential importance

when considering the fine structure of the diagram (m, z) and its connection with that of the relation (\bar{m}, z) . Obviously any correction for them would result in a closer correlation between the two diagrams compared.—One can easily see, that in the neighbourhood of a really existing jump on these diagrams the old method of determining the photometric apertures [15] brings about a smaller systematic error.—If the wave on the Hubble diagram and the diagram (\bar{m}, z) were ever verified, one would, of course, be led to suppose an irregularity in the space distribution of red-shifts (velocities)—the common variable on the two similar looking diagrams.

Comparison with the number-count — red-shift relation. While in agreement with the Hubble relation, our relation (\bar{m}, z) is definitely incompatible with the number counts of clusters of galaxies, if no strong geometrical or cosmological effects or large-scale inhomogeneities are admitted. For a homogeneous cosmological model with negligible space curvature the following relation between the counted numbers of clusters, N_{cl} , their diameter, \bar{m} , and red-shift, z , should apply independently of the kinematics of the model [17]

$$\lg N_{cl} = 3 \lg \frac{1+z}{\bar{m}} + \text{constant}. \quad (3)$$

After calculating averages for point-triplets our relation (\bar{m}, z) has been converted into a fictitious relation $\bar{N}(z)$ by the help of eq. (3) and compared with the relation $N_{cl}(z)$ obtained by Abell [8]. (See Fig. 5). The disagreement of the two diagrams is obvious whatever the choice of the additive constant may be. There is a sudden deflection from the most reliable (right hand side) part of these diagrams at the same value of the red-shift in both cases. This gives another strong support for the *existence of inhomogeneities up to a distance corresponding to $z \sim 0.1$* (cp. also [16]). Moreover Abell used counting circles inversely proportional to the red-shifts, which according to Fig. 2 should cause a systematic loss of clusters after $z \sim 0.1$. Correcting for this effect makes the discrepancy increase. For the compact clusters (in Abell's sample), less subjected to systematic errors at counting, the discrepancy becomes even more prominent. Both curves might, of course, be smoothed out, but even in this case we seem to be justified in concluding that either the space section of the space-time strongly deviates from the Euclidean one (at those small distances where $z \sim 0.1$) or *there are inhomogeneities in the velocity — and density — distribution of medium distant cluster or cosmological changes* are observed.

Consequences of a possible "local" inhomogeneity. All that has been said above makes it reasonable to consider briefly the case when the homogeneous "cosmological substratum" is represented on our diagrams only at $z > 0.1$, the left hand side of the diagrams describing only local irregularities. The *Hubble constant* needed to characterize

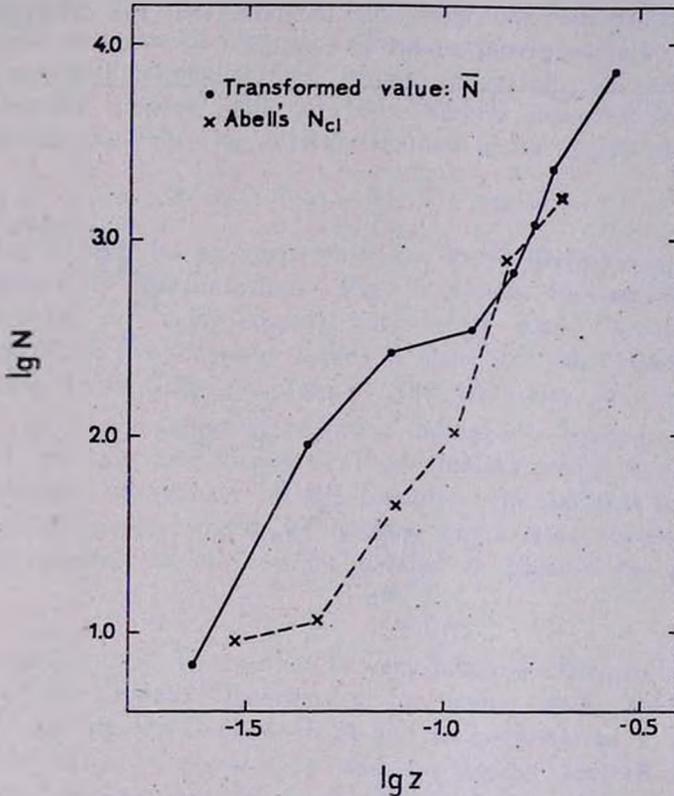


Fig. 5.

those distant domains of the space might increase as much as 50 per cent compared to the presently adopted values (see the dots in Fig. 4), while the deceleration parameter, q_0 , ought to decrease from about 1 to 0 or less, thus causing no decrease in the resulting time scale. Another important consequence of disregarding the medium distant clusters would be obtaining an empirical evidence for the evolution of clusters of galaxies. The diagrams (m, z) and (\bar{m}, z) appear to have different slopes at $\lg z > 4.3$, which — if real — is certainly not a cosmological effect. It can only mean that the remote clusters differ from

the near-by ones either because of their evolution or spatial inhomogeneities, (This is why the values H_0 corresponding to the diagrams (m, z) and (\bar{m}, z) are not exactly equal). Since the deviation of the two diagrams does not seem to depend on the direction of observations, the evolutionary interpretation is tentatively suggested. Clearly the plotted values are far too uncertain to claim that the discrepancy is real, but the data, as given, would so require.

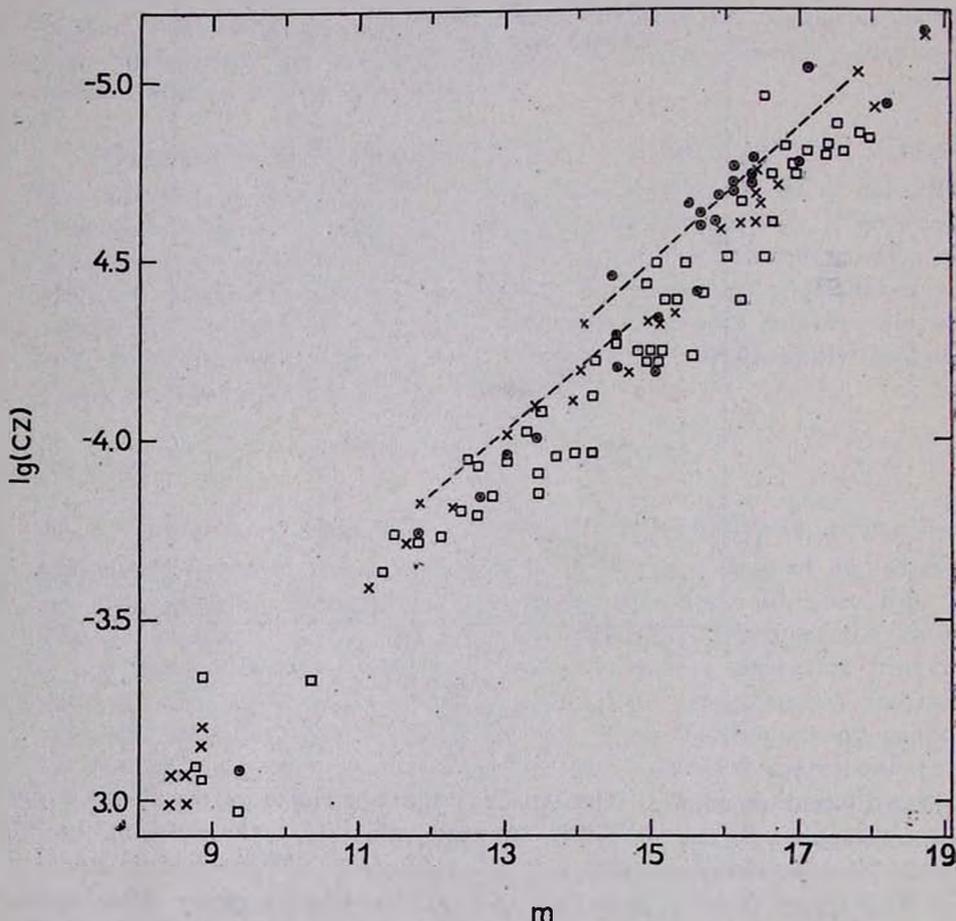


Fig. 6.

In connection with evolution the following is to be noted. Working with a fixed measuring technique when determining radii for, probably, evolving objects we cannot categorically exclude the possibility that the maxima of the index 1 defined by eq. (1) are more and more often misidentified with the increase of light travel time (i. e. distance)

thus causing a false discontinuity in Fig. 2. In this case our suggestion regarding the evolution of clusters of galaxies would become much better substantiated.

Confrontation of the static and expansional world models with the observed data. Up to now we have interpreted the phenomenon of the red-shift in terms of Doppler effect. (More exactly a combined kinematical and gravitational effect whose separation depends on the frame of reference adopted [28]). In a non-Doppler cosmology we should be led to expect the following formula instead of eq. 2 [29—31]

$$m = 2.5 \lg(1+z) - 5 \lg \bar{v} + \text{const.} \quad (4)$$

This in principle provides an opportunity for us to distinguish between the two alternative interpretations. Fig. 6 shows the equivalent of Fig. 4 constructed by using eq. (4), i. e. for a static world model. A comparison of the two diagrams makes it clear that our empirical data strongly favour the expanding picture of the Universe. Interpreted in a static world model the values \bar{v} , m and z indicate a jump in the evolution (or in the intrinsic properties) of clusters which is extremely unlikely. Moreover the success of the Doppler type formula (2) in eliminating the discrepancy would be nothing but a mere chance in this case. Further research is, of course, needed to show if the effect is significant.

Acknowledgements. The author is very much indebted to Dr. Allan R. Sandage of the Palomar Observatory for having made available to him a copy of the cluster Cl 0024+1624 and to academician V. A. Ambartsumian for valuable discussions and for having invited him for a stay at the Byurakan Astrophysical Observatory where this work was partially done.

Konkoly Observatory,
Budapest, Hungary

СООТНОШЕНИЕ УГЛОВОЙ ДИАМЕТР—КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ ДЛЯ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г. ПААЛ

Разработан простой метод определения „характеристического размера“ скоплений галактик и применен ко всем богатым скоплениям с известными красными смещениями, с целью установления нового наблюдательного соотношения для космологии, зависимости угловой

диаметр — красное смещение. Получено эмпирическое указание в пользу существования крупномасштабных неоднородностей в распределении скоплений галактик, эволюции скоплений, правдоподобности реального расширения Вселенной и возможности исправления значения „постоянной“ Хаббла, а также параметра торможения универсального расширения.

REFERENCES

1. *G. de Vaucouleurs*, C. R. Acad. Sci. (Paris), 227, 586, 1948.
2. *C. D. Shane*, *C. A. Wirtanen*, A. J., 59, 302, 1954.
3. *F. Zwicky*, Encycl. of Phys. LIII, 401, Springer, 1959; Morphological Astronomy, 137, Springer, 1957; Proc. Third Berkeley Symp. on Math. Stat., III, 113, 1956.
4. *F. Zwicky*, P. A. S. P., 68, 331, 1956.
5. *F. Zwicky* a. o., Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, I, California Inst. of Technology, 1960.
6. *G. O. Abell*, Problems of Extra-Galaxies Research, IAU Symp. No. 15, 213, MacMillan Company, N. Y., 1962.
7. *K. Rudnicki*, Acta Astr., 14, pp. 279, 283, 1964.
8. *G. O. Abell*, Ap. J., Suppl. ser., 3, 211, 1958.
9. *E. Hubble*, Ap. J., 71, 213, 1930.
10. *G. de Vaucouleurs*, Ann. Astrophys., 11, 247, 1948.
11. *G. Paal*, Acta Phys. Hung., 21, 373, 1966.
12. *F. Zwicky*, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A., 28, 1942, pp. 317, 355.
13. *J. L. Serstic*, Astrofizika, 4, 105, 1968.
14. *R. Minkowski*, A. J., 66, 558, 1961.
15. *M. L. Humason*, *N. U. Mayall*, *A. R. Sandage*, A. J., 61, 97, 1956.
16. *G. Paal*, Mitt. Sternw. Ung. Akad. Wiss., No. 54, 1964.
17. *G. Paal*, Astr. Z., 42, 19, 1965.
18. *J. Kustlan*, *R. K. Sachs*, Ap. J., 143, 379, 1966.
19. *O. Heckmann*, *E. Schücking*, Encycl. of Phys., LIII, 512, Springer, 1959.
20. *A. R. Sandage*, Ap. J., 133, 381, 1961.
21. *E. Hubble*, Ap. J., 84, 534, 1936.
22. *A. R. Sandage*, Galaxies and the Universe, Vetlesen Symp., 108, ed L. Woltjer, Columbia University Press, 1968.
23. *A. R. Sandage*, Observatory, 88, 91, 1968.
24. *G. C. McVittie*, Fact and Theory in Cosmology, Appendix, Eyre and Spottiswoode, London, 1961.
25. *A. R. Sandage*, Ap. J., 141, 1560, 1965.
26. *A. R. Sandage*, Proc. of the Meeting on Cosmology for the Galileo Celebration, Vol. 2, Tomo 3, 104, ed. L. Rosino, Florence, 1966.
27. *W. A. Baum*, Probl. of Extra-galactic Res., IAU Sump. No. 15, 396, 1962.
28. *E. Schücking*, High Energy Astroph., I, 226, ed. C. DeWitt, Gordon and Breach, 1966.
29. *E. Hubble*, *R. C. Tolman*, Ap. J., 1935, pp. 315, 324.
30. *J. D. North*, The Measure of the Universe, 229—242, Clarendon Press, 1965.
31. *M. S. Etgenon*, Vnegalactic. Astr. (in Russian), Moscow, 1960, p.p. 339—342.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

КВАЗИЗВЕЗДНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ И ОПТИЧЕСКИЕ
КВАЗИЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 26 марта 1971

Сравниваются распределения красных смещений и светимостей квазизвездных радиоисточников и оптических квазизвездных объектов. Различия между распределениями этих двух типов объектов позволяют заключить, что их функции светимости неординаковы. Относительное количество квазизвездных радиоисточников и оптических квазизвездных объектов возрастает со светимостью. Средняя светимость квазизвездных радиоисточников по меньшей мере на полторы звездные величины превосходит среднюю светимость оптических квазизвездных объектов.

Согласно первоначальному определению А. Сандейджа [1] квазизвездные галактики (оптические квазизвездные объекты) являются образованиями, аналогичными по своим оптическим характеристикам квазизвездным радиоисточникам, но не имеющими радиоизлучения. По принятым в настоящее время оценкам пространственная плотность квазизвездных объектов на два-три порядка превосходит пространственную плотность квазизвездных радиоисточников (10^{-8} Мпс^{-3}). Рассматривая квазизвездные радиоисточники как фазу жизни квазизвездных объектов, мы должны, заключить, что эта фаза составляет $10^{-3} - 10^{-2}$ продолжительности жизни квазизвездных объектов. Не исключена, однако, и возможность того, что эти два типа населения Метагалактики развиваются параллельно.

В обоих возможных предположениях представляет интерес сравнение статистических характеристик двух рассматриваемых типов объектов. Как известно, еще в 1956 году В. А. Амбарцумян [2] показал, что в случае другой аналогичной пары типов объектов — галактик и радиогалактик — мощное радиоизлучение является преимущественным свойством объектов наивысшей оптической светимости.

К сожалению, скудность данных о красных смещениях не позволяет построить функцию светимости оптических квазизвездных объектов непосредственным образом. Тем не менее, как следует из изложенного ниже, имеющиеся данные позволяют заключить, что, аналогично радиогалактикам, квазизвездные радиоисточники обладают в среднем более высокой оптической светимостью, чем оптические квазизвездные объекты.

1. *Распределение оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников по красному смещению.* Сравним распределения по красному смещению квазизвездных радиоисточников и квазизвездных объектов. Имеющиеся данные о 54-х квазизвездных объектах с известными красными смещениями приведены в табл. 1, где $f(2500)$ — излученная плотность потока в $\text{вт м}^{-2}\text{ц}^{-1}$, отнесенная к длине волны 2500 Å, а $F(2500)$ — соответствующая светимость в вт ц^{-1} , вычисленная для модели Вселенной с нулевым давлением, нулевой космологической постоянной, постоянной Хаббла $100 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ и параметром ускорения $q_0 = +1$. Для части объектов из списка Ч. Брачези, Л. Формиджини и Э. Гандолфи использованы фотометрические данные, полученные этими авторами фотографически [3]. Аналогичные величины для квазизвездных радиоисточников из каталога 4С с известными красными смещениями и фотометрическими данными приведены в [4]. Отметим, что плотности потока $f(2500) = 10^{-30} \text{ вт м}^{-2} \text{ ц}^{-1}$ соответствует, примерно, видимая величина $V = 18.4$, а светимости $F(2500) = 10^{32} \text{ вт ц}^{-1}$ — абсолютная величина $M_V = -21.0$.

Для сравнения статистических характеристик оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников из табл. 1 и из [4] были отобраны объекты с излученными плотностями потока $-30.0 < \lg f(2500) < -29.2$ и красными смещениями $-1.2 < \lg z < +0.4$. Среднее значение логарифма плотности потока и его дисперсия для 29 оптических квазизвездных объектов, удовлетворяющих этим условиям, равны

$$\overline{\lg f(2500)} = -29.70; \quad \sigma^2[\lg f(2500)] = 0.035.$$

Аналогичные величины для 49 квазизвездных радиоисточников (к объектам, перечисленным в [4], добавлен 4С —00.9) равны

$$\overline{\lg f(2500)} = -29.67; \quad \sigma^2[\lg f(2500)] = 0.038.$$

Как видим, оба первых момента распределения видимых величин двух рассматриваемых выборок практически совпадают. Иными словами, распределения по видимым величинам в обеих выборках очень

Таблица 1

QSO	z	V	B-V	U-B	$\lg f(2500)$	$\lg F(2500)$
1	2	3	4	5	6	7
B 272	0.040	17.25	0.09	-0.86	-29.33	20.90
B 234	0.060	17.52	0.86	-0.43	-29.93	20.66
I Zw 0051+12	0.061					
II Zw 2130+09	0.062					
Тон 1542	0.064					
Маркьян 205	0.070	15.87	0.31	-0.90	-28.76	21.95
III Zw 008+90	0.090					
B 264	0.096	16.89	0.58	-0.65	-29.50	21.51
Маркьян 106	0.122	16.66	0.22	-0.90	-29.11	22.10
Тон 256	0.131	15.91	0.57	-0.84	-28.98	22.29
B 154	0.183	18.56	0.32	-0.70	-30.06	21.49
B 340	0.184	16.97	0.41	-0.74	-29.45	22.11
BSO 2	0.186	18.64	0.28	-0.98	-29.97	21.60
B 382	0.19	17.55	0.50	-0.95	-29.62	21.96
B 114	0.221	17.92	0.08	-0.90	-29.65	22.07
PHL 1186	0.270					
B 46	0.271	17.83	0.36	-0.87	-29.75	22.14
B 142	0.28	17.84	0.25	-0.80	-29.75	22.18
PHL 1194	0.299	17.50	-0.07	-0.85	-29.44	22.54
B 337	0.30	17.62	0.43	-1.39	-29.50	22.48
B 196	0.32	18.87	0.39	-1.06	-30.11	21.93
B 286	0.33	18.65	0.44	-0.65	-30.20	21.86
PHL 1027.	0.363	17.04	-0.03	-0.77	-29.29	22.86
Тон 202	0.366	15.84	0.22	-0.73	-28.93	23.22
PHL 3375	0.390	18.02	0.29	-0.51	-29.89	22.32
PHL 1226	0.404	17.80	-0.07	-0.95	-29.48	22.76
B 312	0.450	19.08	0.14	-0.67	-30.21	22.12
BSO 3	0.54	17.65	0.08	-0.57	-29.65	22.84
B 246	0.69	18.18	0.06	-0.60	-29.85	22.85
B 471	0.78	17.66	0.29	-0.69	-29.73	23.08
B 330	0.92	18.00	0.07	-0.66	-29.81	23.15
B 228	1.20	17.83	0.36	-0.65	-29.82	23.37
BSO 1	1.241	16.98	0.31	-0.78	-29.50	23.72
RS 13	1.287	17.94	0.47	-0.71	-30.10	23.57
B 288	1.29	18.39	0.40	-0.68	-30.05	23.20

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
B 201	1.375	16.79	0.26	-0.82	-29.42	23.89
B 86	1.43	17.58	0.40	-0.93	-29.74	23.61
PHL 3632	1.479	18.15	0.13	-0.75	-29.95	23.41
B 185	1.53	18.12	0.18	-0.76	-29.96	23.44
BSO 8	1.75	17.84	0.18	-0.62	-29.85	23.66
PHL 3424	1.847	18.25	0.19	-0.90	-30.01	23.55
B 194	1.864	17.96	0.40	-0.76	-29.91	23.66
RS 23	1.908	18.93	0.19	-0.95	-30.29	23.29
PHL 1222	1.910	17.63	0.41	-0.78	-29.76	23.83
PHL 938	1.955	17.16	0.32	-0.88	-29.58	24.03
BSO 6	1.956	18.41	0.05	-1.01	-29.88	23.74
PHL 1127	1.990	18.29	0.14	-0.83	-30.03	23.60
LB 8755	2.010					
Топ 1530	2.046					
B 19	2.07	17.94	0.29	-0.81	-29.91	23.75
B 189	2.075	19.22	-0.03	-0.83	-30.42	23.24
BSO 11	2.084	18.41	0.06	-0.85	-30.10	23.57
B 360	2.09	17.56	0.41	-0.62	-29.76	23.91
QS 1108+285	2.192					

близки. Поэтому следует ожидать, что при тождественности функций светимости оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников должны совпадать также распределения по красному смещению объектов этих двух типов и их светимостей, а также распределения объектов двух типов по светимости.

Распределения рассматриваемых объектов по $\lg z$ приведены в табл. 2, откуда следует, что распределения оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников по красному смещению существенно отличны. Отношение числа оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников имеет минимум при $\overline{\lg z} = -0.2$. Статистическая значимость этого минимума не вызывает сомнения — вероятность того, что подобное отклонение является случайным — 10^{-5} . Подобный характер зависимости от красного смещения числа объектов двух рассматриваемых типов сохраняется и в том случае, когда излученные плотности потока ограничены лишь снизу. Это следует из третьей и четвертой строк табл. 2, где приведены данные об объектах с $\lg f(2500) > -30.0$. Аналогичные данные о всех объектах с известными красными смещениями с учетом нескольких квази-

звездных радиоисточников из каталога 4С, красные смещения которых опубликованы после статьи [4], приведены в пятой и шестой строках табл. 2. Как видим, минимум относительного числа оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников сохраняется и в этом случае.

Таблица 2

$\overline{\lg z}$		-1.0	-0.6	-0.2	+0.2
Объекты с $-30.0 < \lg f(2500) < -29.2$	QSO	1	10	5	13
	QSRS	0	4	26	19
Объекты с $-30.0 < \lg f(2500)$	QSO	4	11	5	13
	QSRS	1	10	35	19
Все объекты с известными z	QSO	6	15	6	22
	QSRS	1	15	40	40

Распределения светимостей объектов из первых четырех строк табл. 2 приведены в соответствующих строках табл. 3, откуда следует, что разность средних светимостей оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников отрицательна при малых красных смещениях и монотонно приближается к нулю с ростом z .

Таблица 3

$\overline{\lg z}$		-1.0	-0.6	-0.2	+0.2
Объекты с $-30.0 < \lg f(2500) < -29.2$	QSO	21.51	22.23	22.94	23.69
	QSRS	—	22.51	23.03	23.68
Объекты с $-30.0 < \lg f(2500)$	QSO	21.96	22.32	22.94	23.69
	QSRS	23.80	22.91	23.18	23.68

2. *Функции светимости квазизвездных радиоисточников и оптических квазизвездных объектов.* Приведенные статистические различия между оптическими квазизвездными объектами и квазизвездными радиоисточниками должны быть, очевидно, приписаны различию (нормированных) функций светимости этих объектов. В частности, отрицательная разность между светимостями объектов двух типов на малых расстояниях есть прямое следствие того, что средняя светимость оптических квазизвездных объектов ниже значения, соответствующего квазизвездным радиоисточникам. Действительно, среднее значение логарифма светимости объектов с фиксированным значением z из выборки с ограниченными значениями видимой величины равно

$$\overline{\lg F} = \frac{\int_{\lg F_1}^{\lg F_2} x \varphi(x) dx}{\int_{\lg F_1}^{\lg F_2} \varphi(x) dx}, \quad (1)$$

где $\lg F_k = \lg f_k + 2 \lg z + C$, $\varphi(x)$ — функция светимости, а f_1 и f_2 — предельные значения плотности потока. Следовательно, различия средних светимостей в данном интервале красных смещений свидетельствуют о различии функций светимости в соответствующем интервале светимостей.

Уменьшение различий между средними светимостями этих объектов при росте $\lg z$ связано с тем обстоятельством, что при этом происходит приближение к верхней границе — F_{\max} — того интервала, где обе функции светимости отличны от нуля. Действительно, если в (1) заменить F_2 через F_{\max} и положить F_1 достаточно близким к F_{\max} , то, очевидно, $\overline{\lg F}$ будет практически независимым от вида функции светимости. О том, что F_2 при больших z близко к F_{\max} свидетельствует тот факт, что при переходе от выборки объектов с логарифмами плотностей потока в интервале $(-30.0-29.2)$ к выборке с $\lg f(2500) > -30.0$ данные таблиц 2 и 3 не меняются.

Статистические различия в распределении оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников, иллюстрированные в табл. 2, также находят естественное объяснение в свете различия функций светимости этих объектов. Действительно, избыток оптических квазизвездных объектов с малыми красными смещениями является отражением избытка объектов низкой светимости. Что касается роста их относительного количества при больших z , то он обусловлен тем, что при приближении к F_{\max} значения нормированной функции светимости квазизвездных радиоисточников должны убывать быстрее, чем значения функции светимости оптических квазизвездных объектов.

Различие функций светимости оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников непосредственно иллюстрируется табл. 4, где приведены числа объектов того и другого типа ($\lg z > -1.2$) в различных интервалах светимости.

Данные табл. 4 позволяют по функции светимости квазизвездных радиоисточников построить функцию светимости оптических квазизвездных объектов. Для этого отношение пространственных плот-

ностей обоих типов объектов по данным третьей строки табл. 4 было представлено параболой

$$\frac{n_{QSO}}{n_{QSRS}} = 1.60 [\lg F(2500)]^2 - 74.29 \lg F(2500) + 864.60. \quad (2)$$

Таблица 4

$\lg F(2500)$		21.4	22.2	23.0	23.8
$-30.0 < \lg f(2500) < -29.2$	QSO	2	8	7	12
	QSRS	0	4	25	20
	n_{QSO} / n_{QSRS}		2.00	0.28	0.60
$-30.0 < \lg f(2500)$	QSO	2	11	8	12
	QSRS	0	4	31	30

С помощью этого соотношения функция светимости квазизвездных радиисточников, полученная в [5], была пересчитана в функцию светимости оптических квазизвездных объектов. Обе функции светимости, нормированные в интервале (22.2—24.2), приведены в табл. 5.

Таблица 5

$\lg F(2500)$	22.4	22.8	23.2	23.6	24.0
QSRS	0.23	0.28	0.27	0.18	0.04
QSO	0.52	0.24	0.08	0.10	0.06

Средние светимости оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиисточников, полученные по этим двум функциям светимости, отличаются примерно на половину звездной величины. Однако реальное различие между средними светимостями этих объектов должно быть гораздо больше, так как наши оценки произведены лишь по объектам с $\lg F(2500) > 22.2$. Между тем очевидно, что различия между двумя функциями светимости должны возрастать с уменьшением светимости.

Оценка пространственной плотности квазизвездных объектов с $21.8 < \lg F(2500) < 22.2$, произведенная методом, примененным в [5], показывает, что эта величина в три-четыре раза превосходит значение плотности объектов с $22.2 < \lg F(2500) < 22.6$. Грубая же экстраполяция функции светимости квазизвездных радиисточников свидетельствует о примерно двукратном уменьшении их пространственной

плотности при переходе от второго из упомянутых интервалов светимости к первому. Учитывая это обстоятельство, мы получим, что при рассмотрении оптических квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников из интервала светимости $21.8 < \lg F(2500) < 24.2$ средняя светимость объектов первого из этих типов оказывается примерно на 1.5–2.0 звездные величины ниже значения, соответствующего второму типу объектов.

3. *Оптические квазизвездные объекты и примыкающие популяции.* Два обстоятельства вводят некоторую неопределенность в термин „оптические квазизвездные объекты“. Первое из них — зависимость возможности обнаружения радиоизлучения от предельной плотности радиопотока данного обзора. В принципе не исключена возможность того, что при переходе к меньшим плотностям радиопотока часть объектов, классифицированных нами как оптические квазизвездные объекты, перейдет в разряд квазизвездных радиоисточников. Поэтому и разделение на оптические квазизвездные объекты и квазизвездные радиоисточники является в определенном смысле условным. Поскольку наша статистика основана на объектах с $f(2500) > 10^{-30}$ *вт м⁻² ц⁻¹*, а пределу каталога 4C соответствует излученная плотность потока, равная на частоте 500 *Мц* примерно $f(500) = 10^{-26}$ *вт м⁻² ц⁻¹*, то можно исходить из того, что в настоящей работе произведено сравнение функций светимости объектов с $F(2500)/F(500) > 10^{-4}$ и объектов с $F(2500)/F(500) < 10^{-4}$.

Второе обстоятельство, вводящее долю условности в понятие „оптические квазизвездные объекты“, связано с морфологической характеристикой этих образований. В недавней работе Г. Арпа [6] было, например, показано, что изображения нескольких объектов, входящих в табл. 1, в фокусе 200-дюймового телескопа отличаются от звезд.

С другой стороны, как показал обзор Б. Е. Маркаряна [7–9] на сравнительно небольших расстояниях имеется большое количество (10^{-3} *Мпс⁻³*) конденсированных сфероидальных образований, сходных с точки зрения их спектра и цвета с квазизвездными объектами [10]. Поскольку степень „квазизвездности“ объекта, очевидно, является функцией его расстояния, то в [10] сделан вывод о том, что квазизвездные объекты представляют собой часть конденсированных сфероидальных объектов, обладающих в среднем более высокими светимостями и более высокой степенью конденсированности.

Средние абсолютные величины M_V для квазизвездных радиоисточников, оптических квазизвездных объектов и конденсированных сфе-

роидальных объектов, составляющих последовательность с убывающей степенью конденсированности, равны примерно -23.0 , -21.0 , -19.0 .

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

QUASI-STELLAR RADIO SOURCES AND OPTICAL QUASI-STELLAR OBJECTS

M. A. ARAKELIAN

The distributions of redshifts and luminosities of quasi-stellar radio sources and optical quasi-stellar objects are compared. The differences between distributions of these two types of objects make it possible to conclude that their luminosity functions are different. The relative number of quasi-stellar radio sources and optical quasi-stellar objects raises with luminosity. The mean luminosity of quasi-stellar radio sources exceeds at least by one and a half magnitude the mean luminosity of optical quasi-stellar objects.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. R. Sandage, *Ap. J.*, 141, 1560, 1965.
2. В. А. Амбарцумян, *ДАН АрмССР*, 23, 161, 1956.
3. A. Braccetti, L. Formiggtini, E. Gandolfi, *Astron. Astrophys.*, 5, 264, 1970.
4. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 5, 461, 1969.
5. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 6, 531, 1970.
6. H. Agr, *Ap. J.*, 162, 811, 1970.
7. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
8. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
9. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.

ВРАЩАЮЩИЕСЯ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Г. Г. АРУТЮНЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 20 мая 1970

Приведены основные интегральные характеристики вращающихся белых карликов, рассчитанные в приближении Ω^2 (Ω — угловая скорость вращения) с учетом и без учета эффекта нейтронизации.

Проведено сравнение с результатами аналогичных расчетов в теории Ньютона.

1. До недавнего времени все расчеты вращающихся белых карликов проводились по теории Ньютона. Так, в работах [1—3] исследованы модели белых карликов в приближении малых угловых скоростей (в приближении Ω^2 , Ω^4) и получены основные интегральные характеристики. Задача о вращающихся белых карликах рассмотрена также энергетическим методом [4].

Целью настоящей работы является исследование вращающихся белых карликов в общей теории относительности. Подобное рассмотрение представляет значительный интерес, поскольку во многих вопросах, в частности, в вопросах об устойчивости небесных тел, достаточно учесть малые поправки на ОТО, чтобы ощутимо изменились результаты исследований. Кроме того, интересно сравнить расчеты, проведенные по общей теории относительности, с результатами нерелятивистской теории.

В последнее время Хартлом [6] и независимо от него Седракяном и Чубаряном [5] разработаны методы расчета структуры равновесных вращающихся звезд в приближении малых угловых скоростей.

В данной работе рассчитаны интегральные характеристики (масса, большая и малая полуоси, квадрупольный момент и т. д.) вращающихся белых карликов на основе метода, предложенного в [5]. Рассмотрение ограничивается вторым приближением по Ω (Ω — угловая скорость вращения).

Аналогичные расчеты проделаны в работе [10], где использованы отличное от нашего уравнение состояния и другой метод расчета [6].

2. Состояние вещества сверхплотных небесных тел подробно рассмотрено в работах [7]. Общим для всех этих работ допущением является предположение о том, что температура вещества конфигураций много меньше температуры вырождения частиц, образующих это вещество. В области плотностей ниже ядерной ($\rho < 2.56 \cdot 10^{11}$ г/см³), то есть в „Ае“-фазе состояние вещества сходно с состоянием твердого тела. Вещество состоит из голых ядер, совершающих нулевые колебания около положений равновесия, и свободного газа вырожденных электронов. Уравнение состояния для электронно-ядерной фазы записывается в виде [6]

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 K_n \left(\frac{\bar{A}}{Z} \right) x^3, \quad (1)$$

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[x (2x^2 - 3) \sqrt{1+x^2} + 3 \ln (x + \sqrt{1+x^2}) \right],$$

то есть плотность энергии определяется ядрами, а давление — электронами. Здесь A, Z — атомный вес и номер соответствующих ядер, $K_n = (m_n^4 c^3) / (32 \pi^2 \hbar^3)$, а $x = p_e / m_e c$. При учете эффекта нейтронизации \bar{A}/Z достаточно точно аппроксимируется полиномом [7]

$$\frac{\bar{A}}{Z} = 2 + 1.255 \cdot 10^{-2} x + 1.755 \cdot 10^{-5} x^2 + 1.376 \cdot 10^{-6} x^3. \quad (2)$$

Расчеты выполнены для (\bar{A}/Z) , определяемого из (2), а также для $(\bar{A}/Z) = 2$.

3. В работах [5] приведена метрика гравитационного поля, создаваемого равновесным распределением масс, вращающихся как твердое тело, получены уравнения Эйнштейна и разработан метод интегрирования этих уравнений. Вращение в задаче рассматривается как возмущение к соответствующим статическим конфигурациям. В качестве малого параметра разложения в ряд компонент метрического тензора берется не имеющий размерности параметр $\beta = \Omega^2 / 8\pi \rho_c$ (ρ_c — центральная плотность, Ω — угловая скорость вращения).

В качестве независимых уравнений, определяющих искомые функции, выбраны следующие:

$$G_1^1 - G_0^0 = 8\pi(T_1^1 - T_0^0), \quad G_2^1 = 0,$$

$$G_2^2 - G_3^3 = 8\pi(T_2^2 - T_3^3), \quad G_3^0 = 8\pi T_3^0, \quad (3)$$

$$M(R, \theta) = 2 \int \frac{dP'}{P' + \rho'} = -v - \ln [1 - e^{\mu-v} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta] + C.$$

Компоненты метрического тензора, а также давление, плотность и $M(R, \theta)$ представляются в виде

$$e^{-\lambda} = e^{-\lambda_0} [1 + \beta f(R, \theta)], \quad M(R, \theta) = m(R) + \beta N(R, \theta),$$

$$e^v = e^{v_0} [1 + \beta \Phi(R, \theta)], \quad P' = P_0 + \beta P, \quad (4)$$

$$e^\mu = R^2 [1 + \beta U(R, \theta)], \quad \rho' = \rho_0 + \beta \rho.$$

$$\omega = \sqrt{\beta} q(R),$$

где f, Φ, U и q — неизвестные функции; а $e^{-\lambda_0}, e^{v_0}, m, P_0, \rho_0$ — величины, соответствующие статической задаче.

В первом по угловой скорости Ω приближении вращение белых карликов рассмотрено в работе [8]. Недиагональная компонента метрики g_{03} , отличная от нуля для аксиально-симметричных тел, приводит в этом приближении к появлению добавочной силы, действующей на частицу в вакууме, аналогичной силе Кориолиса. С помощью g_{03} может быть рассчитан, в частности, релятивистский момент инерции тела. Необходимо отметить, что значение этой величины остается неизменным и в следующем по Ω приближении.

Во втором приближении по Ω , в отличие от первого, изменяются диагональные компоненты метрики, возникает необходимость учета центральных сил и квадрупольного момента.

Уравнения Эйнштейна вне распределения масс интегрируются аналитически. Результаты представлены в [5]. Для решения же внутренней задачи необходимо прибегнуть к численному интегрированию.

Система уравнений допускает разделение переменных, если искать решения в виде рядов по полиномам Лежандра. Выражая все неизвестные функции через $N_l(R)$ (при этом давление и плотность равны $P_l = 1/2(P_0 + \rho_0) N_l(R)$, $\rho_l = 1/2(P_0 + \rho_0) N_l(R) (d\rho_0/dP_0)$), сведем поставленную задачу к интегрированию следующей системы уравнений, совместно с (1):

$$\frac{dx}{dR} = 1.069 \cdot 10^{12} (P_0 + \rho_0) \frac{\sqrt{1+x^2}}{x^4} F(R), \quad \frac{du}{dR} = \rho_0 R^2,$$

$$\frac{dv}{dR} = -2F(R), \quad (5)$$

$$\frac{d^2 Q}{dR^2} = - \left[4/R - \frac{R^2(P_0 + \rho_0)}{R-2u} \right] \frac{dQ}{dR} + 4 \frac{(P_0 + \rho_0)}{R-2u} Q,$$

$$\frac{d^2 N_l}{dR^2} = -\gamma(R) \frac{dN_l}{dR} - Y_l(R) N_l(R) + Z(R) \delta_{l0} + V(R) \delta_{l2}, \quad (l=0, 2),$$

где

$$\gamma(R) = \frac{2}{R} + \frac{u - \rho_0 R^3}{R(R-2u)} - F(R)$$

$$Y_0(R) = -4F^2(R) + \frac{R}{R-2u} \left[9P_0 + 5\rho_0 + \frac{d\rho_0}{dP_0} (P_0 + \rho_0) \right],$$

$$Y_2(R) = Y_0(R) - \frac{6}{R(R-2u)},$$

$$Z(R) = \rho_0(R) \left[\frac{2R(3P_0 + \rho_0)}{R-2u} + \frac{2F(R)}{R} - 2F^2(R) \right] +$$

$$+ K(R) \zeta(R) F(R) + K(R) \left\{ \frac{6}{R^2} + \frac{4F(R)}{R} + F^2(R) - \right.$$

$$\left. - \frac{4PR}{R-2u} + \frac{\alpha}{Q} \left[\frac{4}{R} + \frac{\alpha}{Q} + 6F(R) \right] \right\},$$

$$V(R) = \frac{Z(R)}{2} - \frac{3}{2} K(R) \left\{ \frac{6}{R^2} + \frac{4F(R)}{R} + \frac{2R(P_0 + \rho_0)}{R-2u} - \right.$$

$$\left. - \frac{4}{R(R-2u)} + \frac{\alpha}{Q} \left[\frac{4}{R} + \frac{\alpha}{Q} + 4F(R) \right] \right\},$$

$$\zeta(R) = 16(P_0 + \rho_0)R + 4R^2(P_0 + \rho_0)F(R) \left(3 + \frac{d\rho_0}{dP_0} \right) - 2F(R) -$$

$$- \frac{2}{R} + \frac{\alpha}{Q} \left[16(P_0 + \rho_0)R^2 - 2 - 4(R-2u) \frac{\alpha}{Q} \right],$$

$$\beta_0(R) = -[4(P_0 + \rho_0)R^2 - 1]K(R) - \frac{2}{3}R^4 \alpha^2 e^{-\alpha R},$$

$$F(R) = -\frac{R^3 P + u}{R(R - 2u)}, \quad \alpha = \frac{dQ}{dR}, \quad K(R) = \frac{2}{3}R^2 Q^2 e^{-\alpha R}.$$

Неизвестные функции $N_l(R)$ удобно искать в виде

$$\begin{aligned} N_0(R) &= N_0(R), \\ N_2(R) &= B_2 L_2(R) + S_2(R), \end{aligned} \tag{6}$$

где $B_2 L_2(R)$ — общее решение однородного уравнения с индексом $l = 2$, а $S_2(R)$ — частное решение того же уравнения (B_2 — постоянная интегрирования).

Наличие произвольной постоянной в выражении $M(R, \theta)$ позволяет выбрать для $N_0(R)$ следующие начальные условия:

$$N_0(0) = \frac{dN_0(0)}{dR} = 0. \tag{7}$$

Вблизи центра конфигурации $L_2(R) \sim R^2$, $S_2(R) \sim R^4$, поэтому

$$L_2(0) = \frac{dL_2(0)}{dR} = S_2(0) = \frac{dS_2(0)}{dR} = 0. \tag{8}$$

Что касается функций $N_l(R)$ с $l > 2$, то, как было показано в [5], они в рассматриваемом приближении тождественно равны нулю.

В расчетах принята система единиц, в которой $k = c = 1$, $(m_n^4 c^3)/(8\pi h^3) = 1$. Интегрирование выполнено для ряда значений центральной плотности в интервале от $\rho_c = 1.716 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$ до $\rho_c = 2.441 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

4. Внутренние и внешние решения содержат произвольные постоянные, которые определяются условиями непрерывности компонент метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации. Потребовав непрерывность g_{03} и g_{00} , а также воспользовавшись равенствами $M(R, \theta) = m(R) = 0$, на границе конфигурации для неизвестных постоянных будем иметь

$$C_1 = \frac{\sqrt{2\rho_c} \alpha(R_0) R_0^4}{3Q(R_0) + R_0 \alpha(R_0)}, \quad C_0 = \ln\left(1 - \frac{2u}{R_0}\right),$$

$$A_0 = \frac{1}{\left(\frac{2u}{R_0} - \frac{2u^2}{R_0^2} - 1\right)} \left\{ \left(\frac{dk(R_0)}{dR} - \frac{dN_0(R_0)}{dR} \right) R_0^2 \left(1 - \frac{2u}{R_0^2} \right)^2 - C_1^2 \frac{\left(\frac{13u}{R_0} - \frac{16u^2}{R_0^2} - 2 \right)}{R_0^3} \right\},$$

$$A_2 = \frac{V}{W},$$

$$V = \frac{dL_2(R_0)}{dK} [S_2(R_0) + K(R_0) + p(R_0)] - L_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0) + p(R_0)],$$

$$W = L_2(R_0) \left[\frac{\frac{dF\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right)}{dR}}{R_0^3 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)} - F\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right) \frac{3 - \frac{4u}{R_0}}{R_0^4 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)^3} \right] -$$

$$- \frac{F\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right) dL_2(R_0)}{R_0^3 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right) dR},$$

$$p(R_0) = - \frac{C_1^2}{4uR_0^3} \frac{\left(\frac{4u^2}{R_0^2} + \frac{2u}{R_0} - 2\right)}{\left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}, \quad (9)$$

$$d_0 = \frac{N_0(R_0) \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}{\frac{2u}{R_0^2}},$$

$$d_2 = - \frac{[A_2 \Phi_2(R_0) + K(R_0)] \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}{\frac{2u}{R_0^2}},$$

$$C_{10} = A_0 \Phi_0(R_0) - K(R_0) + N_0(R_0),$$

$$B_2 = - \frac{\frac{d}{dR} \Phi_2(R_0) [S_2(R_0) + K(R_0)] - \Phi_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0)]}{\frac{d}{dR} L_2(R_0) [S_2(R_0) + K(R_0)] - L_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0)]} A_2.$$

Необходимо отметить, что функции, через которые выражаются постоянные, берутся на границе соответствующих сферических конфигураций, что значительно упрощает расчеты, позволяя интегрировать исходную систему уравнений до R_0 (R_0 — радиус сферической конфигурации).

5. Проинтегрировав систему уравнений и сшив внешние и внутренние решения, можем определить интегральные характеристики рассматриваемых конфигураций.

Осуществляя переход к нерелятивистской механике в выражении компоненты метрического тензора g_{00} , для массы вращающегося тела и квадрупольного момента получим

$$\begin{aligned} M_{\text{вр.}} &= M - \beta \frac{A_0}{2} \\ D(R_0) &= \beta A_2 + \beta \frac{C_1^2}{2M}. \end{aligned} \tag{10}$$

Поскольку несферичность формы поверхности возникает во втором приближении по Ω , то радиус конфигурации в направлении θ можно записать в виде

$$R(\theta) = R_0 + \beta \sum_{l=0}^{\infty} d_l P_l(\gamma). \tag{11}$$

В этом приближении отличны от нуля лишь коэффициенты d_0 и d_2 , поэтому полярный и экваториальный радиусы равны соответственно

$$\begin{aligned} R_p &= R_0 + \beta (d_0 + d_2) \\ R_e &= R_0 + \beta (d_0 - 0.5 d_2). \end{aligned} \tag{12}$$

Параметр β меняется от нуля до некоторого значения β_{max} , которое определяется из условия отсутствия истечения вещества с экватора и выражается следующим образом:

$$\beta_{\text{max}} = \frac{1}{8\pi\rho_c} \sqrt{\frac{M - \beta \frac{A_0}{2}}{R_e^3}}.$$

6. Численное интегрирование системы уравнений выполнено на ЭВМ „Раздан-3“. Результаты представлены табл. 1 и 2, а также на рис. 1—3.

В табл. 1 даны интегральные характеристики белых карликов с учетом эффекта нейтронизации. Интересно сравнить эти цифры с результатами расчета, выполненного по теории Ньютона в приближении Ω^2 и Ω^4 [1—3]. Массы равновесных сферических конфигураций по ОТО меньше масс, рассчитанных по теории Ньютона; для вращающихся конфигураций имеет место то же самое, так в области максимума $\rho_c \approx 2 \cdot 10^9 M_{\text{вр.}}^{\text{ОТО}} = 1.339$, $M_{\text{вр.}}^{\text{н.}} = 1.366$ (в приближении Ω^2) и 1.359 (в приближении Ω^4). Полярный радиус для этой же конфигурации по Ньютону $R_p = 1.867 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^2) и $1.903 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4), а по ОТО $R_p = 1.896 \cdot 10^3$; что касается экваториального радиуса, то здесь ситуация меняется: $R_e = 2.529 \cdot 10^3$ (по теории Ньютона в приближении Ω^2), $R_e = 2.637 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4), тогда как R_e по Эйнштейну равен $2.422 \cdot 10^3$.

По-видимому, причина уменьшения массы в отсутствие вращения в ОТО в следующем. Известно, что в области максимума массы последовательности белых карликов состояние вещества в них описывается политропой $l = 3$. Уже первая релятивистская поправка в отсутствие вращения приведет к неустойчивости рассматриваемых конфигураций для определенных значений массы. Поэтому неудивительно, что для сферических белых карликов по теории Эйнштейна масса в области максимума получается меньше, чем по теории Ньютона. Вращение ликвидирует эту неустойчивость [9].

В табл. 2 представлены результаты аналогичного расчета для белых карликов без учета нейтронизации. Сравнение с ньютоновскими расчетами дает следующее: при $\rho_c \approx 6 \cdot 10^9 M = 1.3938$ (по ОТО), $= 1.407$ (по Ньютону), $M_{\text{вр.}} = 1.575$ (по ОТО), $= 1.509$ (по Ньютону, в приближении Ω^2) $= 1.502$ (по Ньютону, в приближении Ω^4); $R_p = 1.377 \cdot 10^3$ (по ОТО), $= 1.35 \cdot 10^3$ (по Ньютону, в приближении Ω^2), $= 1.374 \cdot 10^3$ (по Ньютону, в приближении Ω^4), $R_e = 1.749 \cdot 10^3$ (по ОТО), $= 1.817 \cdot 10^3$ (по Ньютону в приближении Ω^2), $= 1.896 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4).

На рис. 1 представлена зависимость массы равновесных конфигураций от центральной плотности. Нижние две кривые относятся соответственно к статическим и вращающимся равновесным конфигурациям с учетом эффекта нейтронизации, две верхние изображают то же, но при постоянном $A/Z = 2$. Как видно из рис. 1, вращение

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ПЕРЕМЕННЫМ A/Z

$\rho_c (г/см^3)$	M/M_{\odot}	$M_{вр}/M_{\odot}$	$R_0 (км)$	$R_p (км)$	$R_e (км)$	$D (г \cdot см^2)$	$\Omega_{max} (сек^{-1})$
$1.716 \cdot 10^4$	0.498	0.572	$9.590 \cdot 10^3$	$8.487 \cdot 10^3$	$1.161 \cdot 10^4$	$7.743 \cdot 10^{49}$	0.196
$1.544 \cdot 10^7$	0.867	0.976	$6.384 \cdot 10^3$	$5.738 \cdot 10^3$	$7.690 \cdot 10^3$	$4.630 \cdot 10^{49}$	0.476
$5.377 \cdot 10^7$	1.049	1.164	$4.918 \cdot 10^3$	$4.467 \cdot 10^3$	$5.909 \cdot 10^3$	$2.675 \cdot 10^{49}$	0.768
$1.287 \cdot 10^8$	1.145	1.254	$4.041 \cdot 10^3$	$3.749 \cdot 10^3$	$4.854 \cdot 10^3$	$1.619 \cdot 10^{49}$	1.063
$7.036 \cdot 10^8$	1.245	1.34	$2.685 \cdot 10^3$	$2.496 \cdot 10^3$	$3.210 \cdot 10^3$	$5.374 \cdot 10^{48}$	2.042
$2.091 \cdot 10^9$	1.257	1.339	$2.027 \cdot 10^3$	$1.896 \cdot 10^3$	$2.422 \cdot 10^3$	$2.434 \cdot 10^{48}$	3.105
$7.286 \cdot 10^9$	1.232	1.297	$1.466 \cdot 10^3$	$1.384 \cdot 10^3$	$1.749 \cdot 10^3$	$8.980 \cdot 10^{47}$	4.954
$1.784 \cdot 10^{10}$	1.182	1.237	$1.151 \cdot 10^3$	$1.092 \cdot 10^3$	$1.373 \cdot 10^3$	$4.374 \cdot 10^{47}$	6.964
$3.603 \cdot 10^{10}$	1.146	1.194	$9.453 \cdot 10^2$	$8.997 \cdot 10^2$	$1.127 \cdot 10^3$	$2.129 \cdot 10^{47}$	9.143
$6.446 \cdot 10^{10}$	1.101	1.144	$8.083 \cdot 10^2$	$7.715 \cdot 10^2$	$9.640 \cdot 10^2$	$1.542 \cdot 10^{47}$	11.29
$1.060 \cdot 10^{11}$	1.056	1.094	$7.124 \cdot 10^2$	$6.819 \cdot 10^2$	$8.498 \cdot 10^2$	$1.005 \cdot 10^{47}$	13.31
$1.646 \cdot 10^{11}$	1.013	1.045	$6.439 \cdot 10^2$	$6.181 \cdot 10^2$	$7.681 \cdot 10^2$	$6.793 \cdot 10^{46}$	15.11
$2.44 \cdot 10^{11}$	0.970	0.999	$5.891 \cdot 10^2$	$5.668 \cdot 10^2$	$7.028 \cdot 10^2$	$4.831 \cdot 10^{46}$	16.85

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С $A/Z=2$

ρ_c ($\text{г}/\text{см}^3$)	M/M_{\odot}	$M_{\text{вр}}/M_{\odot}$	R_0 (км)	R_p (км)	R_e (км)	D ($\text{г}\cdot\text{см}^3$)	Ω_{max} (сек^{-1})
$1.716 \cdot 10^6$	0.5025	0.578	$9.590 \cdot 10^3$	$8.479 \cdot 10^3$	$1.161 \cdot 10^4$	$7.969 \cdot 10^{19}$	0.185
$1.544 \cdot 10^7$	0.8828	1.000	$6.302 \cdot 10^3$	$5.663 \cdot 10^3$	$7.597 \cdot 10^3$	$4.910 \cdot 10^{19}$	0.491
$5.263 \cdot 10^7$	1.0781	1.199	$4.932 \cdot 10^3$	$4.474 \cdot 10^3$	$5.926 \cdot 10^3$	$2.860 \cdot 10^{19}$	0.777
$1.253 \cdot 10^8$	1.1859	1.304	$4.069 \cdot 10^3$	$3.721 \cdot 10^3$	$4.879 \cdot 10^3$	$1.781 \cdot 10^{19}$	1.083
$6.739 \cdot 10^8$	1.3212	1.423	$2.726 \cdot 10^3$	$2.529 \cdot 10^3$	$3.259 \cdot 10^3$	$6.026 \cdot 10^{18}$	2.059
$1.965 \cdot 10^9$	1.3669	1.460	$2.041 \cdot 10^3$	$1.190 \cdot 10^3$	$2.438 \cdot 10^3$	$2.946 \cdot 10^{18}$	3.214
$6.633 \cdot 10^9$	1.3938	1.475	$1.370 \cdot 10^3$	$1.377 \cdot 10^3$	$1.749 \cdot 10^3$	$1.213 \cdot 10^{18}$	5.294
$1.572 \cdot 10^{10}$	1.4022	1.478	$1.137 \cdot 10^3$	$1.071 \cdot 10^3$	$1.357 \cdot 10^3$	$6.562 \cdot 10^{17}$	7.728
$3.071 \cdot 10^{10}$	1.4045	1.474	$9.590 \cdot 10^2$	$9.081 \cdot 10^2$	$1.143 \cdot 10^3$	$3.793 \cdot 10^{17}$	9.960
$5.307 \cdot 10^{10}$	1.4041	1.471	$7.946 \cdot 10^2$	$7.518 \cdot 10^2$	$9.475 \cdot 10^2$	$2.734 \cdot 10^{17}$	13.22
$8.427 \cdot 10^{10}$	1.4025	1.464	$6.987 \cdot 10^2$	$6.626 \cdot 10^2$	$8.329 \cdot 10^2$	$1.921 \cdot 10^{17}$	15.96
$1.257 \cdot 10^{11}$	1.4001	1.461	$6.987 \cdot 10^2$	$5.850 \cdot 10^2$	$7.348 \cdot 10^2$	$1.468 \cdot 10^{17}$	19.24
$1.791 \cdot 10^{11}$	1.3975	1.457	$5.481 \cdot 10^2$	$5.196 \cdot 10^2$	$6.532 \cdot 10^2$	$1.291 \cdot 10^{17}$	22.92

не изменяет характера зависимости M от ρ_c , единственное различие в том, что равновесные вращающиеся конфигурации при той же центральной плотности имеют большую массу (при $\rho_c \sim 10^9$ — на 8%).

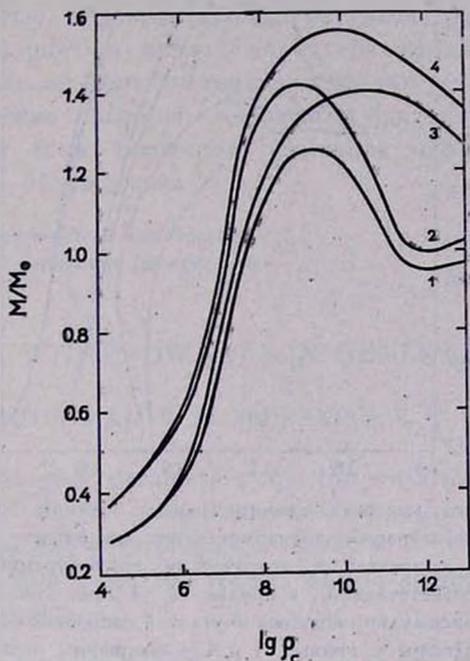


Рис. 1. Зависимость массы в единицах массы Солнца от центральной плотности. Кривые 1 и 2 относятся соответственно к статическим и вращающимся конфигурациям с учетом эффекта нейтронизации, пара кривых 3 и 4 представляет то же для $A/Z=2$.

На рис. 2 представлена зависимость массы в единицах массы Солнца от логарифма радиуса (для вращающихся конфигурации — от логарифма экваториального радиуса). Кривые 1 и 2 соответствуют статическим и вращающимся конфигурациям с учетом нейтронизации, кривые 3 и 4 дают ту же информацию, но без учета эффекта обратного β -распада. Цифры у кривых 1 и 4 — центральная плотность. Стрелки соединяют конфигурации с одинаковой центральной плотностью, по линии стрелки располагаются конфигурации, вращающиеся с угловыми скоростями от 0 до $\Omega_{\text{птах}}$.

На рис. 3 дан ход изменения квадрупольного момента для различных конфигураций (кривая 1 соответствует расчетам с перемен-

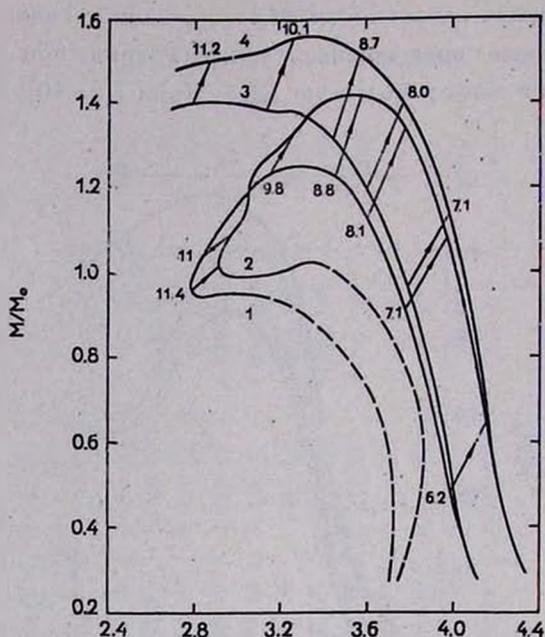


Рис. 2. Зависимость массы в единицах массы Солнца от логарифма радиуса (для вращающихся конфигураций—зависимость от логарифма экваториального радиуса). Кривые 1 и 3 относятся к статическим конфигурациям с учетом и без учета нейтронизации соответственно, а кривые 2, 4 дают аналогичную зависимость для вращающихся с максимально возможной угловой скоростью также с учетом и без учета нейтронизации. Цифры у кривых 1 и 4 — логарифмы центральной плотности. Стрелки соединяют конфигурации с одинаковой центральной плотностью, по направлению стрелки расположены конфигурации, вращающиеся с угловыми скоростями от 0 до $\frac{1}{2}$ плах

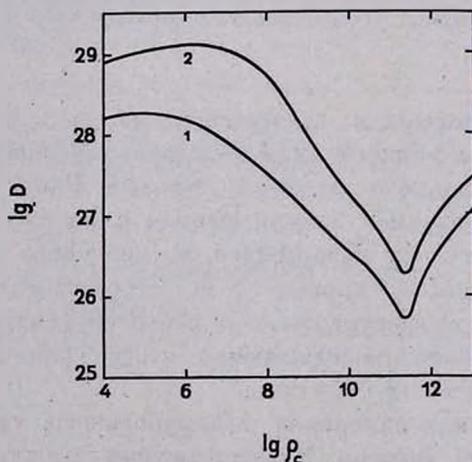


Рис. 3. Зависимость квадрупольного момента конфигураций от $\lg \rho_c$ (кривая 1 — с учетом нейтронизации, 2 — для $A/Z=2$).

ным A/Z , кривая 2 — с $A/Z = 2$). Квадрупольный момент убывает с ростом ρ_c , достигает минимума, а затем растет, почти в точности повторяет поведение радиуса.

Все кривые построены для случая вращения с максимальной угловой скоростью. Из приведенных рисунков следует, что учет эффекта нейтронизации не меняет характера кривых и приводит лишь к изменению величин соответствующих характеристик.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну и всем участникам семинара кафедры теоретической физики ЕрГУ за обсуждения.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

ROTATING WHITE DWARFS IN GENERAL RELATIVITY

G. G. ARUTYUNIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

The main integral parameters of the rotating white dwarfs are obtained in the Ω^2 (Ω — angular velocity) approximation with and without regard of the neutronisation effect.

The comparison with the results of the analogical calculations in Newton theory is done.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 101, 1968; 40, 86, 1969.
2. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, ДАН Арм.ССР, 49, 237, 1969.
3. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Астрофизика 7, 95, 1971.
4. Ю. А. Вартамян, А. В. Овсепян, Астрофизика, 6, 601, 1970; В. С. Имшенник, Э. Ф. Сеидов, Астрофизика, 6, 301, 1970.
5. Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 4, 239, 481, 1968.
6. J. V. Hartle, Ap. J., 150, 1005, 1967.
7. E. Shatzman, White Dwarfs, Amsterdam, 1958; Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
8. В. В. Паполян, Э. В. Чубарян, Д. М. Седракиан, Астрофизика, 5, 415, 1969.
9. J. W. Roxburgh, Nature, 207, 367, 1965.
10. J. V. Hartle, K. S. Thorne, Ap. J., 153, 807, 1968.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ СО СФЕРОИДАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

В. Л. АФАНАСЬЕВ

Поступила 29 апреля 1969

Пересмотрена 1 сентября 1970

В работе обобщен метод „полос“ В. А. Амбарцумяна на системы со сферической симметрией. Полученные соотношения применены к вычислению отношения масса—светимость у двух эллиптических галактик—NGC 4406 ($f/f_{\odot} = 46$) и NGC 4486 ($f/f_{\odot} = 48$).

Приведенные в работе оценки находятся в удовлетворительном согласии с результатами других авторов.

Потенциальную энергию гравитирующей системы можно найти, зная закон распределения объемной плотности вещества. Если система сферически симметрична, то объемная плотность найдется из наблюдаемой в картинной плоскости путем решения интегрального уравнения Абеля. В работе В. А. Амбарцумяна [1] предложен простой способ нахождения потенциальной энергии сферически симметричной системы. В. А. Амбарцумяном показано, что при проектировании функции распределения объемной плотности на произвольную ось потенциальная энергия системы будет пропорциональна интегралу от квадрата одномерной функции распределения плотности („функции полосы“), взятому по всей области.

Целью настоящей работы явилось обобщение метода В. А. Амбарцумяна на системы со сфероидальной симметрией.

1. Под системой со сфероидальной симметрией мы будем понимать такую систему, у которой поверхности равной плотности являются подобными и подобно расположенными сфероидами семейства, определяемого уравнением

$$e^2(x'^2 + u'^2) + z'^2 = e^2k^2, \quad (1)$$

где e — истинная сферичность системы, а плоскость $z' = 0$ экваториальная. Функцию распределения объемной плотности в такой системе можно представить как функцию параметра k в обобщенных сферических координатах, задаваемых формулами

$$\begin{aligned}x' &= k \cos \theta_1 \sin \theta_2, \\y' &= k \sin \theta_1 \cos \theta_2, \\z' &= ke \cos \theta_2.\end{aligned}\quad (2)$$

Спроектируем функцию распределения плотности (ρ) k) на картинную плоскость. Если угол наклона луча зрения к оси симметрии системы обозначить через i , а через x и y — декартовы координаты в картинной плоскости, то наблюдаемая функция распределения плотности определится из выражения

$$P(x, y) = 2 \frac{e}{\varepsilon} \int_{a_0(x, y)}^{\infty} \frac{\rho(a) a da}{\sqrt{a^2 - a_0^2(xy)}}, \quad (3)$$

где

$$a_0(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2/\varepsilon^2},$$

а

$$\varepsilon = \sqrt{e^2 \sin^2 i + \cos^2 i} \quad (4)$$

— видимая сферичность системы. Вывод уравнения, подобного уравнению (3), приведен в работе П. Н. Холопова [2]. Заметим, что ось x направлена вдоль большой полуоси системы, а ось y — вдоль малой.

Одномерная функция распределения плотности вдоль малой полуоси системы найдется интегрированием $P(x, y)$ по x от $-\infty$ до $+\infty$:

$$\varphi(y) = \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) dx. \quad (5)$$

Производя в (5) замену переменных интегрирования

$$x = \sqrt{k^2 - \frac{y^2}{\varepsilon^2}} \cos \omega \quad \text{и} \quad \sqrt{a^2 - a_0^2(x, y)} = \sqrt{k^2 - \frac{y^2}{\varepsilon^2}} \sin \omega$$

и выполняя интегрирование по k от y/ε до ∞ и по ω от 0 до $\pi/2$, получим

$$\varphi(y) = 2\pi \frac{e}{\varepsilon} \int_{y/\varepsilon}^{\infty} \rho(k) k dk. \quad (6)$$

Аналогично получим выражение для функции распределения плотности вдоль оси x

$$\psi(x) = 2\pi e \int_x^{\infty} \rho(k) k dk. \quad (7)$$

Введем $\Phi(y/\varepsilon) = \varphi(y)$, тогда из (6) следует равенство

$$\frac{d}{d\left(\frac{y}{\varepsilon}\right)} \Phi\left(\frac{y}{\varepsilon}\right) = -2\pi \frac{e}{\varepsilon} \rho\left(\frac{y}{\varepsilon}\right) \frac{y}{\varepsilon}. \quad (8)$$

Аналогично получим равенство для $\psi(x)$

$$\frac{d}{dx} \psi(x) = -2\pi e \rho(x) x. \quad (9)$$

2. Для вычисления потенциальной энергии системы выделим в объеме тонкий слой E_k , ограниченный двумя подобными сферами с полуосями k, ke и $(k + \Delta k), (k + \Delta k)e$. Тогда элемент объема массой dm' в точке P' внутри слоя E_k обладает потенциальной энергией (взятой с обратным знаком)

$$dU' = V(P') dm', \quad (10)$$

где $V(P')$ — потенциал, создаваемый слоем во внутренней точке P' . Согласно теореме Ньютона о постоянстве потенциала внутри однородного эллипсоидального слоя [3], имеем

$$V(P') = V(k) = 4C(e) \gamma \pi e \rho(k) k dk, \quad (11)$$

где

$$C(e) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{ds}{(1+s)\sqrt{e^2+s}},$$

а γ — постоянная тяготения. Интегрируя (10) по объему, ограниченному слоем E_k в обобщенных сферических координатах (2), получим для энергии внутренней массы в потенциальном поле слоя E_k выражение

$$U' = V(k) \iiint dm' = 4\pi e V(k) \int_0^{\infty} \rho(k') k'^2 dk'. \quad (12)$$

Очевидно, что потенциальная энергия всей системы найдется интегрированием (12) по k . Интегрируя в пределах от 0 до ∞ , получим

$$U = 16 \pi^2 \gamma e^2 C(e) \int_0^\infty \rho(k) k \int_0^\infty \rho(k') k'^2 dk' dk. \quad (13)$$

Интегрируя (13) по частям и воспользовавшись выражениями (6) и (8), для потенциальной энергии системы U , выраженной через $\varphi(y)$, получим

$$U = \gamma C(e) \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy. \quad (14)$$

Коэффициент $C(e)$ в (14) выражается через элементарные функции и равен $1/\sqrt{1-e^2} \cdot \arccos e$. Как видно, он зависит только от истинной сферичности, которая из наблюдений не определяется, но связана с видимой сферичностью ε и углом наклона i соотношением (4). Предположим, что ось симметрии систем направлена случайно, что эквивалентно выбору наудачу точки на единичной сфере. Тогда угол наклона i будет случайной величиной, распределенной с плотностью $\sin i$. Усредняя $C(e)$ по углу наклона i в пределах от $\arccos \varepsilon$ до $\pi/2$, перепишем (14) в виде

$$U = \gamma \bar{C}(\varepsilon) \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy, \quad (15)$$

где $\bar{C}(\varepsilon)$ — усредненное по углу наклона значение $C(e)$. Интервал углов, в котором производилось усреднение, выбран из очевидного условия

$$0 \leq e \leq \varepsilon.$$

Аналогично, воспользовавшись (7) и (9), а также учтя сказанное выше, получим для потенциальной энергии, выраженной через $\psi(x)$, следующее выражение:

$$U = \gamma \bar{C}(\varepsilon) \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} [\psi(x)]^2 dx. \quad (16)$$

Вычисленные значения $\bar{C}(\varepsilon)$, а также относительные среднеквадратичные отклонения, приведены в табл. 1.

Таким образом, формулы (15) и (16) дают нам математическое ожидание величины потенциальной энергии системы, ориентированной

случайно. Из табл. 1 видно, что погрешность среднего значения не превышает 22% и максимальна для систем с видимой сферичностью, равной единице.

Таблица 1

ϵ	$\bar{C}(\epsilon)$	$\sqrt{\frac{C^2(\epsilon) - \bar{C}(\epsilon)^2}{\bar{C}(\epsilon)^2}}$
0.0	1.571	0.000
0.1	1.492	0.021
0.2	1.431	0.032
0.3	1.372	0.049
0.4	1.317	0.071
0.5	1.266	0.092
0.6	1.216	0.118
0.7	1.163	0.152
0.8	1.120	0.168
0.9	1.067	0.189
1.0	1.000	0.220

Приведенные выше соображения можно применить к системе, у которой поверхности равной плотности — подобные эллипсоиды. В этом случае вычисление математического ожидания потенциальной энергии будет более сложным, так как коэффициенты, зависящие от сжатий, не будут элементарными функциями последних.

3. Применим полученные выражения к определению отношения масса — светимость f в эллиптических галактиках, форма которых близка к сфероидальной.

Считая галактику стационарной и воспользовавшись выражением (16), запишем теорему о вириале в виде

$$M\sigma^2 = |U| = \gamma \bar{C}(\epsilon) \int_{-\infty}^{\infty} [\psi(x)]^2 dx, \quad (17)$$

где M — полная масса галактики, а σ^2 — дисперсия модулей пространственных скоростей. Если направление вектора пространственной скорости и его модуль — независимые случайные величины, то

$$\sigma^2 = A\sigma_r^2, \quad (18)$$

где σ_r^2 — дисперсия лучевых скоростей, а A — коэффициент пропор-

диональности. При случайной ориентации векторов пространственной скорости в смысле, указанном ниже, имеем

$$A = 3.$$

Тогда, предположив постоянство отношения масса — светимость f во всем объеме галактики и учитывая принятую связь между σ^2 и σ_r^2 , получим из (17) соотношение для вычисления f . Переходя, таким образом, в (17) от интегрирования к суммированию и воспользовавшись (18), получим:

$$f/f_{\odot} = 1.437 \cdot 10^5 \frac{\sigma_r^2 (L/L_{\odot}) \Delta x}{\bar{C}(z) \sum_{j=-\infty}^{+\infty} (L/L_{\odot})_{x_j}}, \quad (19)$$

где (L/L_{\odot}) — интегральная светимость галактики, $(L/L_{\odot})_{x_j}$ — светимость в j -ой полосе, параллельной малой полуоси, Δx — ширина полосы в клс и σ_r^2 — дисперсия лучевых скоростей в $\text{км}^2/\text{сек}^2$.

Таблица 2

Галактика	Тип	f/f_{\odot}		
		А	Ф	П
NGC 4406	E3	46 ± 7	34	33
NGC 4486	E0	48 ± 9	22	—

Мы вычислили f/f_{\odot} у двух эллиптических галактик в Деве, для которых в [4] приведены подробные карты распределения поверхностной яркости и в работе Минковского [5] определены величины σ_r^2 в центральных частях. Полученные результаты, наряду с оценками других авторов, приведены в табл. 2. В таблице помещены оценки f/f_{\odot} по данным, соответственно: автора — А, Фиша [6] — Ф, Поведы [7] — П. Все данные соответствуют значению параметра Хаббла $H = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$. Погрешность, указанная в оценке автора, определяется погрешностью усреднения по углу наклона. В действительности оценки более грубые, так как предположения, принятые при выводе формулы (19), мало обоснованы.

В заключение выражаю благодарность И. Д. Караченцеву и В. Ю. Тербижу за обсуждение работы.

THE DETERMINATION OF THE POTENTIAL ENERGY OF A GRAVITATIONAL SYSTEM WITH THE SPHEROIDAL SYMMETRY

V. L. AFANASJEV

It has been generalized Ambartsumian „strips“ method on the systems with the spheroidal symmetry.

Received relationships were applied to the determination of mass-luminosity ratio for two elliptical galaxies NGC 4406 ($f/f_{\odot} = 46$), NGC 4486 ($f/f_{\odot} = 48$).

Calculated result accords satisfactory with the values of other authors.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 24, 875, 1935.
2. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 26, 110, 1949.
3. Г. Н. Дубошин, Теория притяжения, Физматгиз, М., 1961, стр. 161.
4. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Астрофизика, 1, 33, 1965.
5. R. Minkowski, Problems of Extra Galactic Research, I. A. U. Symp. No. 15, The MacMillan Company, N. Y., 1961.
6. R. A. Fish, Ap. J., 139, 284, 1964.
7. A. Poveda, Ap. J., 134, 910, 1961,

СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ В S-ПРОЦЕССЕ

В. С. ШОРИН, В. М. ГРИБУНИН, В. Н. КОНОНОВ, И. И. СИДОРОВА

Поступила 11 ноября 1968

Пересмотрена 14 мая 1971

S-процесс звездного нуклеосинтеза, рассматриваемый как последовательный „медленный“ захват нейтронов ядрами железа, был смоделирован на аналоговой вычислительной машине. Полученные решения хорошо объясняют наблюдаемую корреляцию между распространенностью ядер в солнечной системе и сечениями радиационного захвата нейтронов, если предположить, что функция распределения нейтронных экспозиций $\rho(\tau)$ имеет вид: $\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2)$.

В работе рассматривается роль ядерных изомерных состояний, возбуждаемых в процессе захвата нейтронов.

Среди возможных механизмов образования элементов в звездах (r -, p -, e -процессы и др.) особое место принадлежит медленному (s) процессу радиационного захвата нейтронов на стадии красных гигантов. Основанием модели s -процесса служит экспериментально обнаруженная корреляция между распространенностью ядер N_s с $A > 60$ и сечениями радиационного захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}$ в области энергии $E_n \sim 25$ кэв, соответствующей температуре звездной среды $T \sim 3 \cdot 10^8$ °К [1—4].

Задачу синтеза элементов в s -процессе, как показано в работе [2], можно рассматривать как последовательный медленный (относительно β -распадов) захват нейтронов некоторыми исходными ядрами (Fe^{56}), который описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{d\psi(56)}{d\tau} = -\sigma_{56}\psi(56)$$

.....

$$\frac{d\psi(A)}{d\tau} = -\sigma_A\psi(A) + \sigma_{A-1}\psi(A-1)$$

с начальными условиями $\psi(56,0) = 1, \psi(A, 0) = 0$.

Здесь $\psi(A, \tau) = \sigma_{n\tau}^A N(A, \tau)$, $\tau = \int \Phi_n dt$ — интегральный поток нейтронов, Φ_n — нейтронный поток, t — время. Последовательный захват нейтронов заканчивается на Bi^{209} , последнем стабильном ядре.

Система уравнений (1) имеет аналитическое решение

$$\psi(A, \tau) = \prod_{k=A_0+1}^{A-A_0} \sigma_k \sum_{l=A_0}^{A-A_0} \frac{\exp(-\sigma_l \tau)}{\prod_{l=A_0, l \neq k} (\sigma_l - \sigma_k)} \quad (2)$$

Однако воспользоваться этим решением, по-видимому, трудно из-за особенности в знаменателе и неопределенности в величинах сечений захвата $\sigma_{n\tau}$. Отмечая этот факт, Клейтон и др. [2] предложили приближенный алгоритм решения системы уравнений (1) и показали, что существующая корреляция между N_n и $\sigma_{n\tau}$ является результатом суперпозиций целого набора интегральных потоков τ , а не одного фиксированного потока, т. е.

$$\Psi(A) = \int \psi(A, \tau) \rho(\tau) d\tau, \quad (3)$$

причем $\rho(\tau)$ — плавная, спадающая функция τ . $\rho(\tau) d\tau$ имеет смысл числа исходных ядер Fe^{56} , облучаемых потоками нейтронов в интервале $\tau, \tau + d\tau$, или, другими словами, функция распределения $\rho(\tau)$ характеризует вероятность реализации данной экспозиции τ в звездных объектах.

Моделирование s-процесса на АВМ. В данной работе задача синтеза элементов в s-процессе была смоделирована на аналоговой вычислительной машине (АВМ) „Байкал“, описанной в работе [5]. Применение аналоговой машины для решения систем уравнений типа (1) обеспечивает удовлетворительную точность и обладает рядом преимуществ перед ЦВМ, а именно: непрерывность получаемых решений $\psi(A, \tau)$, простой учет ветвлений на пути s-процесса и, в частности, α -распада Po^{210} при синтезе ядер Pb^{208} — Bi^{209} , легко осуществляемое варьирование величин $\sigma_{n\tau}$.

Для решения системы уравнений (1) необходимо знать сечения радиационного захвата нейтронов для всех ядер, лежащих на пути s-процесса. В настоящее время экспериментальные данные имеются только приблизительно для половины интересующих нас ядер. Для получения недостающих величин $\sigma_{n\tau}$ привлекалась статистическая теория ядерных реакций, с помощью которой были вычислены отно-

ных τ с величинами $\sigma_{пт} N_0$ для ядер, синтезированных главным образом в s -процессе (рис. 4), подтверждает тот факт, что нельзя объяс-

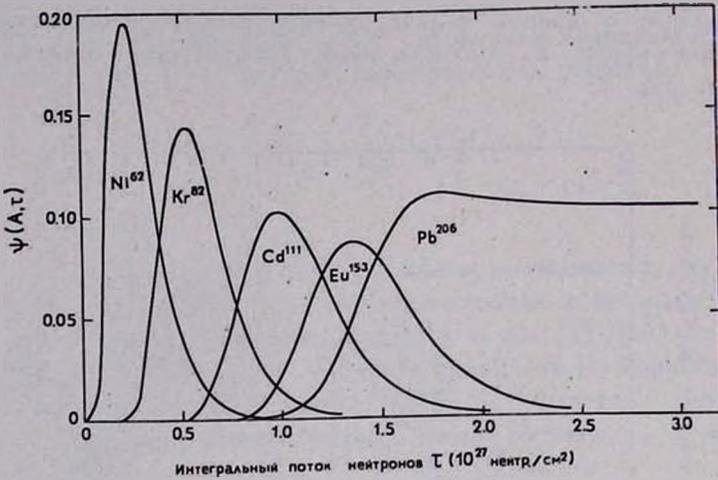


Рис. 2. Решения $\psi(A, \tau)$ в зависимости от величины интегрального потока нейтронов τ для некоторых ядер. $\psi(56, 0) = 1$.

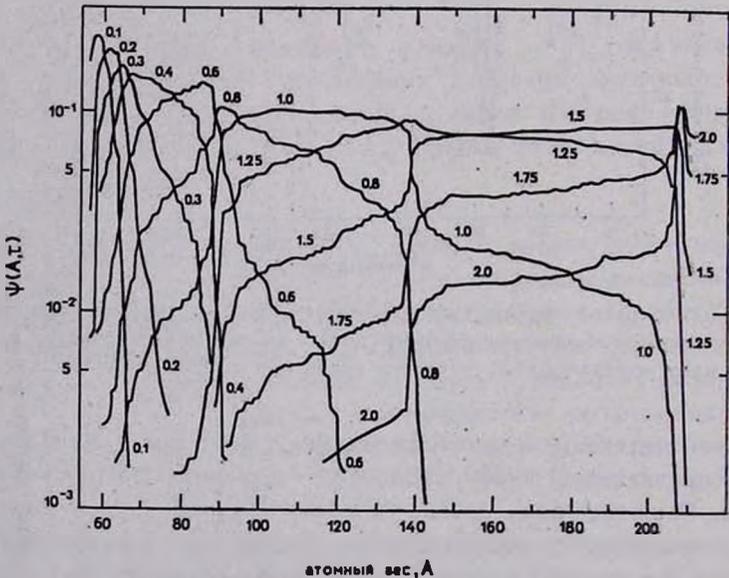


Рис. 3. Решения $\psi(A, \tau)$ в зависимости от атомного веса A при фиксированных параметрах τ .

нить синтез элементов действием одного потока τ для всей рассматриваемой области $A = 60 + 210$. На рис. 4 приведены также теоре-

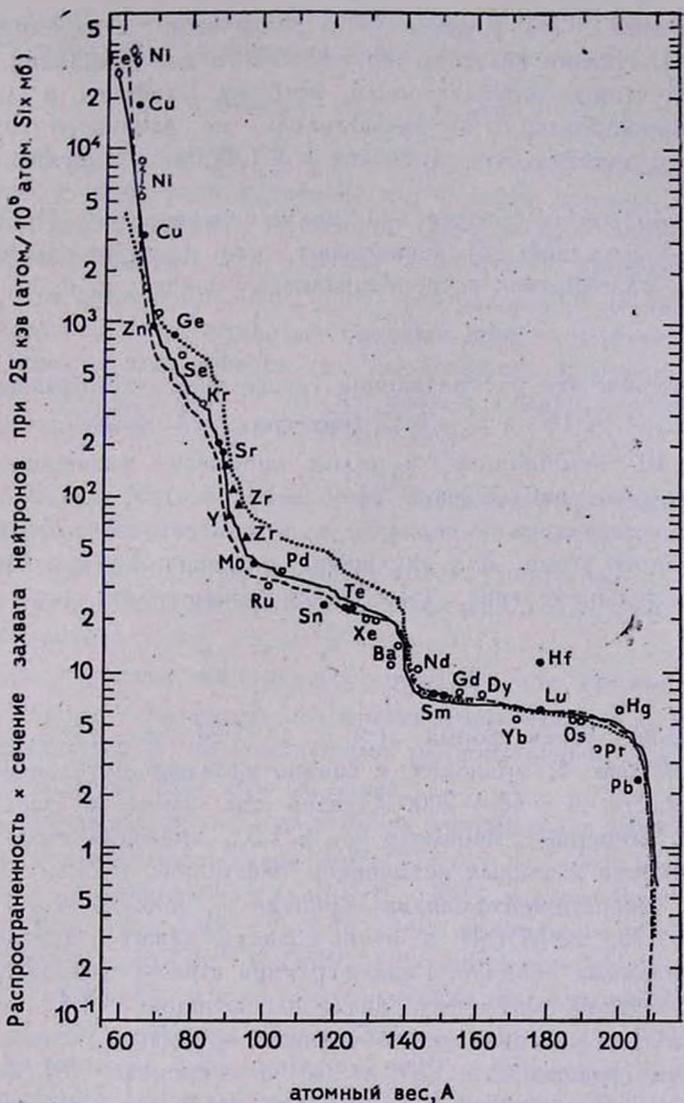


Рис. 4. Корреляция между распространенностью ядер в солнечной системе N_s и сечениями захвата нейтронов при $kT = 25$ кэВ. Теоретические кривые $\Psi(A) = N(A) \sigma_{nT}(A)$ рассчитаны для трех видов функции [распределения нейтронных экспозиций $\rho(\tau)$]. $\dots \rho(\tau) = 1.14 \cdot 10^4 \exp(-\tau/0.17)$. $-\cdot-\cdot-\rho(\tau) = 24 \tau^{-3.2}$, $\tau < 1.35$; $\rho(\tau) = 0$, $\tau > 1.35$. $—\rho(\tau) = 2.3 \cdot 10^3 \exp(-\tau/0.22) + 1.6 \cdot 10^3 \exp(-\tau/0.059)$. \bullet — N для ядер, образованных только в s-процессе, экспериментальные σ_{nT} , \circ — расчетные значения σ_{nT} ; \blacktriangle — ядра, образованные преимущественно в s-процессе, экспериментальные σ_{nT} ; \blacklozenge — ядра, образованные преимущественно в r-процессе.

тические кривые $\Psi(A)$ в форме (3) с различными функциями распределения $\rho(\tau)$. Нужно сказать, что детального сопоставления решений $\Psi(A, \tau)$, полученных приближенным методом Клейтона и др. [2] и методом моделирования, не проводилось, но заметного различия в конечных результатах, и в частности в $\Psi(A)$, не обнаруживается.

Функции распределения нейтронных экспозиций. Простые физические соображения [3] показывают, что функция распределения $\rho(\tau)$ должна подчиняться экспоненциальному закону, т. е.

$$\rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0). \quad (4)$$

Из рис. 4 видно, что распределение такого вида с выбранными параметрами $G = 1.14 \cdot 10^4$ и $\tau_0 = 0.17$ (интегральный поток τ измеряется в единицах 10^{27} нейтрон/см²) в целом описывает экспериментальные данные. Отличие наблюдается в области $A < 65$, где $\Psi(A)$ идет ниже экспериментальных величин, и в области $A = 75 + 135$, где $\Psi(A)$ — немного выше. Для улучшения согласия Зигер и Фаулер [7] предложили распределение $\rho(\tau)$ с тремя параметрами:

$$\begin{aligned} \rho(\tau) &= G' \cdot \tau^{-n}, \quad \tau \leq \tau_{\max} \\ \rho(\tau) &= 0, \quad \tau > \tau_{\max}. \end{aligned} \quad (5)$$

Действительно, такая форма $\rho(\tau)$ с $G' = 24$, $n = 3,2$ и $\tau_{\max} = 1,35$, как видно из рис. 4, приводит к вполне удовлетворительным результатам в области $A = 60 + 200$. Однако она имеет и существенные недостатки. Во-первых, параметр $\tau_{\max} = 1,35$, имеющий смысл ограниченной мощности звездных источников нейтронов, выбран из условия согласия с экспериментальными данными в области $A = 140 + 200$; если $\tau_{\max} \gg 1,35$, то $\Psi(A)$ в этой области лежит в два раза выше экспериментальных величин. Резкая граница в распределении $\rho(\tau)$ приводит к особенно быстрому спадаению функции $\Psi(A)$ в области $A = 206 + 209$ и не позволяет объяснить преимущественное образование Pb^{206} по сравнению с Pb^{208} и Pb^{207} в s -процессе [8]. Во-вторых, в области $A < 60$ степенная форма $\rho(\tau)$ приводит к резкому возрастанию $\Psi(A)$ и оказывается, например, что в s -процессе должно образоваться гораздо больше ядер Fe^{56} , чем имеется, хотя основная доля ядер Fe^{56} синтезируется в e -процессе [9]. Для устранения

этого противоречия и расходимости интеграла $\int_0^{\tau_{\max}} \rho(\tau) d\tau$, т. е.

неопределенности полного числа исходных ядер, необходимо введение четвертого параметра τ_{\min} , смысл которого не вполне понятен.

Указанные недостатки в рассмотренных формах $\rho(\tau)$ можно обойти, если предположить, что функция распределения имеет вид

$$\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2), \quad (6)$$

где $G_1 = 2.3 \cdot 10^3$, $\tau_1 = 0.22$, $G_2 = 1.6 \cdot 10^5$, $\tau_2 = 0.059$. Функция $\Psi(A)$, полученная с этим распределением $\rho(\tau)$, также приведена на рис. 4. Указанное распределение экспозиций дает полное число исходных ядер Fe^{56} , необходимых для синтеза элементов в s-процессе, равное $N = 10^4$, что составляет $\sim 1.2\%$ от всей распространенности железа.

Предлагаемой функции $\rho(\tau)$ в виде двух экспонент можно придать тот смысл, что имеется два независимых источника нейтронов (реакции $C^{13}(\alpha, n)$ и $Ne^{21}(\alpha, n)$) на разных стадиях звездной эволюции, в соответствии с идеей Кэвэйта [10].

Некоторые детали s-процесса. Рассмотренный подход к проблеме синтеза элементов в s-процессе позволяет сделать выводы только о величине среднего интегрального потока нейтронов $\bar{\tau} = \bar{\Phi}_n \cdot \bar{t}_n$, который требуется для образования наблюдаемого в природе количества ядер данного типа.

Для определения нейтронного потока $\bar{\Phi}_n$ или среднего времени действия потока \bar{t}_n можно воспользоваться ветвлениями на пути s-процесса, связанными с долгоживущими радиоактивными ядрами с периодами β -распадов $T_\beta \sim 10 + 10^4$ лет.

Для оценки временных масштабов s-процесса в работе [1] были рассмотрены ветвления на ядре Se^{76} ($T = 6.5 \cdot 10^4$ лет), приводящие к образованию экранированных ядер Kr^{80} и Kr^{82} , и ядрах Sm^{151} ($T_\beta = 93z$), Eu^{152} ($T_\beta = 12.7$ лет), Eu^{154} ($T_\beta = 16$ лет), приводящие к образованию экранированных ядер Gd^{152} и Gd^{154} . По известным распространенностям отмеченных ядер и известным сечениям захвата можно судить о величине $\bar{\Phi}_n$ и \bar{t}_n , соответственно. Однако при анализе величины $\bar{\Phi}_n$ наряду с основными состояниями ядер (g) следует учитывать и изомерные состояния (i), возбуждаемые в процессе захвата нейтронов: Se^{79*} ($T_i = 3.9$ мин) и Eu^{152*} ($T_i = 9.2$ час). Дополнительный интерес представляют изомерные состояния и связанные с ними ветвления следующих ядер: Kr^{85} ($T_g = 10.76$ лет, $T_i = 4.5$ час), Cd^{113} (g -стабилен, $T_i = 13.6$ лет), Lu^{176} ($T_g = 5 \cdot 10^{10}$ лет, $T_i = 3.71$ час), а также Sn^{121} ($T_g = 28.2$ час, $T_i = 76.3$ год) и Ho^{166} ($T_g = 27.3$ час, $T_i = 1200$ лет).

В настоящее время экспериментальные данные по изомерным отношениям при радиационном захвате нейтронов с $E_n \sim 25$ кэв от-

сутствуют для отмеченных ядер, и для оценки изомерных отношений можно привлечь статистическую теорию ядерных реакций. Согласно работе [11] возбуждение изомеров осуществляется в каскадном процессе радиационного распада компаунд-ядра через дипольные $E1$ γ -переходы, и заселенность состояния (U, I) с энергией возбуждения U и спином I при распаде состояния (U_0, I_0) записывается в виде

$$\omega(U, I_0; U, I) = C(U - U_0)^3 \rho(U, I), \quad (7)$$

где C — нормировочный множитель и $\rho(U, I)$ — плотность уровней в модели Ферми-газа почти невзаимодействующих нуклонов. Используя такой подход, были вычислены изомерные отношения η^J для заданного спина компаунд-ядра J , которые затем усреднялись по спином компаунд-ядра, реализуемым в процессе радиационного захвата нейтронов с энергией 25 кэВ.

$$\eta = \frac{\sum_J \eta^J \sigma_{n\gamma}^J(E_n)}{\sum_J \sigma_{n\gamma}^J(E_n)}, \quad (8)$$

$\sigma_{n\gamma}^J(E_n)$ — сечение захвата нейтронов через компаунд-ядро со спином J . В табл. 1 приведены вычисленные значения изомерных отношений η для некоторых ядер. Рассмотрим подробно роль каждого из них.

Таблица 1

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ η ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ $E_n = 25$ кэВ

Ядра.	Kr ⁸⁵	Cd ¹¹³	Eu ¹⁵²	Ho ¹⁶⁵	Lu ¹⁷⁶
I_g	$\frac{9^+}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	3 ⁻	0 ⁻	7 ⁻
I_i	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{11^-}{2}$	0 ⁻	7 ⁻	1 ⁻
η	88 %	7.5 %	15 %	56 %	60 %

Eu^{152} . Анализ ветвлений на пути нейтронных захватов в области $A = 150 + 156$ позволяет найти вклады s -процесса в распространенность ядер Gd^{152} и Gd^{154} в зависимости от величины нейтронного потока Φ_n и сравнить с известным содержанием изотопов Gd в природе. Оказывается, что имеется нижняя граница величины среднего потока $\Phi_n > 2 \cdot 10^{14}$ нейтр/см²/сек, которая определяется распространенностью Gd^{152} и непосредственно зависит от изомерного отношения Eu^{152} .

Верхняя граница нейтронного потока, по-видимому, не больше чем $\Phi_n < 4 \cdot 10^{15}$ нейтр/см²/сек. Диапазон средних времен действия потока нейтронов, соответственно, $t_n \sim 1.8 \cdot 10^5 \pm 10$ лет. Однозначному определению величины $\bar{\Phi}_n$ мешает отсутствие сведений о вкладе *p*-процесса (быстрый протонный захват) в синтез Gd¹⁵⁴ и, особенно, Gd¹⁵².

Cd¹¹³. Возбуждение изомера Cd^{113*} с $T_{1/2} = 13.7$ лет в процессе нейтронного захвата приводит к появлению ветви в *s*-процессе, проходящей через экранированные ядра In¹¹³, Sn¹¹⁴ и Sn¹¹⁵. Сделанные оценки величин сечений захвата для изотопов Sn¹¹⁴ и Sn¹¹⁵ ($\sigma_{n\gamma}^{114} = 290$ мб, $\sigma_{n\gamma}^{115} = 570$ мб) показывают, что отношение $\Psi(\text{Sn}^{114})/\Psi(\text{Sn}^{115})$ близко к единице, как и ожидается из предположения их синтеза в *s*-процессе. Отношение $\Psi(\text{Sn}^{114})/\Psi(\text{Sn}^{116})$ (изотоп Sn¹¹⁶ образован в *s*-процессе и сечение захвата для него известно) равно $\sim 11.5\%$, что сравнимо с оценкой величины изомерного отношения для Cd¹¹³ $\eta = 7.5\%$. Величина $\Psi(\text{In}^{113})$ также согласуется с ожидаемой из механизма *s*-процесса. Таким образом имеются веские аргументы в пользу значительной роли *s*-процесса для отмеченных ядер и желательны более детальные исследования распространенности Cd, In, Sn, сечений захвата нейтронов и возбуждения изомера Cd^{113*} при $E_n = 25$ кэв, а также вклада *p*-процесса, поскольку появляется новый критерий для определения $\bar{\Phi}_n$ и t_n . Действительно, можно записать, что

$$\bar{\Phi}_n = \frac{\lambda_{\beta}^{113*}}{\sigma_{113*}} (\eta/C - 1), \quad \eta > C, \quad (9)$$

где η — изомерное отношение для Cd¹¹³, σ_{113*} — сечение захвата нейтронов для изомера Cd^{113*}, $C = (\sigma N_s)_{114, 115} / (\sigma N_s)_{116}$ для изотопов Sn.

Kr⁸⁵. На ядре Kr⁸⁵ также возможно ветвление *s*-процесса с образованием Sr⁸⁶ и Kr⁸⁶, и рассмотрение этого ветвления позволило бы сделать какие-то выводы о величине $\bar{\Phi}_n$, если бы удалось выделить вклад *r*-процесса в синтез Kr⁸⁶. Наряду с этим в настоящее время обсуждается вопрос об определении вклада *r*-процесса в синтез Kr⁸⁶ по известному вкладу *s*-процесса (проблема второго пика в области Se, Kr в распространенности *r*-ядер). Отметим, что при решении этой проблемы нужно учитывать, что основное состояние Kr⁸⁵ реализуется только в $\sim 28\%$ случаев (изомер Kr^{85*} в 19% случаев распадается в основное состояние).

Sn¹²¹. Ho¹⁶⁶. Изомеры Sn^{121*} и Ho^{166*} интересны тем, что время их жизни много больше, чем у основных состояний, и оказывается

возможным „выгорание“ некоторой доли ядер Sn^{121} и Ho^{166} в s -процессе в результате захвата нейтронов изомерным состоянием. Эти случаи могли бы пролить свет на временные масштабы s -процесса, если бы удалось выделить вклад r -процесса в синтез ядер данных элементов.

Lu^{176} . Рассмотрение ветвления в s -процессе в результате возбуждения изомера Lu^{176^*} представляется интересным с другой точки зрения. Долгое время в литературе существуют разногласия — какое из двух экранированных ядер Lu^{176} или Hf^{176} отнести к s -процессу. Учет изомера Lu^{176^*} приводит к тому, что можно объяснить синтез обоих ядер Lu^{176} и Hf^{176} в s -процессе. Действительно, $\Psi(\text{Lu}^{176}) = (1 - \eta) \Psi(175)$ и $\Psi(\text{Hf}^{176}) = \eta \cdot \Psi(175)$. Из рис. 4 видно, что $\Psi(175) = 6$ в рассматриваемой области атомного веса, и тогда ожидается, что $\Psi(\text{Lu}^{176}) = 2.4$ и $\Psi(\text{Hf}^{176}) = 3.6$ ($\eta(\text{Lu}^{176}) = 60\%$). Экспериментальная величина $\Psi(\text{Lu}^{176})$ с учетом радиоактивного распада за время, прошедшее с окончания процессов нуклеосинтеза, $T \simeq 5 \cdot 10^9$ лет равна $(\sigma \cdot N_s)_{\text{экспер}}^{\text{Lu}} = 2450 \text{ мб} \times 10^{-3} = 2.45$, а $(\sigma \cdot N_s)_{\text{экспер}}^{\text{Hf}} = 800 \text{ мб} \times 8.2 \cdot 10^{-3} = 6.55$. (Точность измерения $\sigma_{\text{н}} \sim 15\%$). Таким образом, в пределах экспериментальных ошибок, $\Psi(\text{Lu}^{176})_{\text{экспер.}}$ согласуется с предсказаниями модели s -процесса. Некоторое расхождение для Hf^{176} возможно связано с завышенным содержанием гафния в хондритах (отношение $\text{Hf}/\text{Lu} = 6$ — для хондритов и 2.95 — для земной коры; в r -процессе видно также некоторое завышение распространенности изотопов гафния).

Se^{76} . Рассматривая ветвление на Se^{76} , Зигер и др. [3] пришли к выводу, что для объяснения относительного содержания двух экранированных ядер Kr^{80} и Kr^{82} в рамках s -процесса необходимо, чтобы ядро Se^{76} распадалось значительно быстрее, чем в лабораторных условиях ($T_{\beta} \sim 25$ лет вместе $T_{\beta} = 6.5 \cdot 10^4$ лет). Такое ускорение, как отмечается в работе [3] со ссылкой на Дж. Бакхолла, возможно за счет теплового возбуждения при звездных температурах изомера Se^{76^*} с последующим β -распадом. Однако тепловое возбуждение может и не играть существенной роли, если скорость β -распадов изомера много выше скорости γ -распада. В условиях полной ионизации атомов Se при рассматриваемых температурах $E3$ -конверсионный изомерный переход может быть запрещен. Простые оценки для скорости β -распада Se^{76^*} , сделанные по соседним ядрам (переходы $1/2^- - 3/2^-$,

$3/2^- - 1/2^-$), показывают, что $\tau \sim 200$ дн. Если $\tau \gg \tau$, тогда синтез ядер Kr^{80} происходит за счет β -распада изомера Se^{79} , возбуждаемого в процессе де-возбуждения компаунд-ядра после захвата нейтронов (изомерное отношение для $Se^{79} > 20\%$).

Заключение. В настоящей работе рассматривается простая модель нуклеосинтеза (s-процесс), позволяющая объяснить наблюдаемую распространенность химических элементов. Однако, в рамках этой модели, сделать однозначные выводы об условиях протекания s-процесса (температура среды, средний поток нейтронов, временные масштабы) пока не удастся, и нужны более совершенные данные как ядерные, так и геохимические.

Данная модель носит полуэмпирический характер, поскольку процесс рассматривается независимо от образования нейтронов и, соответственно, звездных моделей. Как показал Р. Сандерс [12], требуемые нейтронные потоки могут быть получены в конвективных зонах звезд с $M = M_{\odot}$, обладающих динамической тепловой неустойчивостью (модель Шварцшильда—Харма). Наиболее прямой подход к проблеме сделал Питерс [13], который рассмотрел процессы рождения и поглощения нейтронов в различных оболочках конвективного ядра звезд с $M = 9M_{\odot}$ и $M = 15M_{\odot}$. При этом температура среды, плотность нейтронов и накопление элементов изменяются, соответственно, от оболочки к оболочке. Однако воспроизвести наблюдаемое распределение нейтронных экспозиций полностью не удалось.

Амье и Зех [14] предложили альтернативу рассмотренному процессу нуклеосинтеза. В их модели часть ядер (r -ядра) синтезируется уже на дозвездной стадии Вселенной в процессе последовательного медленного захвата нейтронов при высокой плотности вещества ($\sim 10^{10}$ г/см³), что отвечает условиям „нейтронизации“ вещества [15]. На более поздних стадиях, когда плотность спадает, синтезированные ядра используются как исходные в обычном s-процессе. Общее поведение наблюдаемой распространенности удастся объяснить с фиксированной экспозицией нейтронов, хотя в деталях и имеются расхождения. Отдать предпочтение какой-либо из моделей пока трудно, и требуются дальнейшие совместные усилия астрофизиков, физиков-ядерщиков и космохимиков для решения этой интересной проблемы.

В заключение авторы считают своим долгом с благодарностью отметить помощь покойного А. В. Малышева, постоянные дискуссии с которым стимулировали развитие данной работы. Авторы также признательны проф. Ю. Я. Стависскому, А. В. Игнатьюку,

Н. В. Корнилову, Е. Д. Полетаеву, Н. В. Филипповой за помощь на отдельных этапах работы.

Физико-энергетический институт
Обнинск

ON NUCLEOSYNTHESIS OF ELEMENTS IN S-PROCESS

V. S. SHORIN, V. M. GRIBUNIN, V. N. KONONOV, I. I. SIDOROVA

The stellar nucleosynthesis *s*-process, which is considered as a step-by-step „slow“ neutron capture by iron nuclei, has been modelled by a analog computer. The obtained results explain well the observed correlation between the abundance of nuclei in the solar system and the gross-section of neutron radiative capture, if one supposes, that the distribution function of neutron exposures $\rho(\tau)$ has the form $\rho(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2)$.

The role of isomeric states of nuclei, exited the neutron capture process, is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Houle, Rev. Mod. Phys., 29, 577, 1957; Дж. Бербидж, Ядерная астрофизика, Мир, М., 1964.
2. D. D. Clayton, W. A. Fowler, T. E. Hull, B. A. Zimmerman, Ann. Phys., N. Y., 12, 331, 1961.
3. P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, Ap. J., Suppl. ser., 97, 121, 1965.
4. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, Science, 156, 1039, 1967; R. L. Macklin, J. H. Gibbons, Ap. J., 149, 577, 1967.
5. И. И. Сидорова, Н. В. Филиппова, И. Е. Щербаков, Вопросы радиоэлектроники, сер. 7, вып. 4, стр. 37, 1964.
6. В. С. Шорин, С. П. Капчигашев, В. Е. Колесов, ЯФ, 6, 769, 1967.
7. P. A. Seeger, W. A. Fowler, Ap. J., 144, 822, 1966.
8. D. D. Clayton, M. E. Rassbach, Ap. J., 148, 69, 1967.
9. У. Фаулер, Ф. Хойл, Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых, Мир., М., 1967.
10. D. D. Clayton, J. Geophys. Res., 69, 5081, 1964.
11. А. В. Малышев, ЯФ, 6, 1174, 1967.
12. R. H. Sanders, Ap. J., 150, 971, 1967.
13. J. G. Peters, Ap. J., 154, 225, 1968.
14. J. P. Amiet, H. D. Zeh, Phys. Lett., 25B, 305, 1967; Z. Phys., 217, 485, 1968.
15. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.

О НЕЛИНЕЙНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

С. А. КАПЛАН, Г. М. ХАПЛАНОВ, Ю. Г. ХРОНОПУЛО

Поступила 18 июня 1970

Рассматривается влияние сильного высокочастотного электромагнитного излучения на коэффициент поглощения в низкочастотной линии в трехуровневом атоме (предполагается, что второй уровень близок к первому, основному, т. е. $\omega_{12} \ll \omega_{13} \approx \omega_{23}$). Нелинейная часть коэффициента поглощения на частоте ω_{12} пропорциональна как плотности излучения на частотах ω_{13} , ω_{23} , так и разности $A_{32} - A_{31}$ эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов. В частности, возможна раскачка электромагнитного излучения на низких частотах и при прямой (не инверсной) заселенности уровней, если $A_{32} < A_{31}$.

При астрофизических исследованиях переноса излучения в спектральных линиях обычно используется коэффициент поглощения в виде (в расчете на один атом)

$$\kappa(\omega_{12}) = \frac{\hbar \omega_{12}}{c \cdot \Delta \omega_{12}} B_{12} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{f_{12}}{\Delta \omega_{12}}, \quad (1)$$

где ω_{12} и $\Delta \omega_{12}$ — частота и ширина линии, B_{12} — коэффициент Эйнштейна f_{12} — сила осциллятора для поглощения. Соотношение (1) справедливо в линейном приближении, т. е. здесь не учитываются возможные нелинейные эффекты взаимодействия электромагнитного поля излучения на разных частотах. Разумеется, поле излучения влияет на населенность уровней — и в этом смысле обычно рассчитывается так называемый нелинейный перенос излучения, но изменение самого коэффициента поглощения (1) за счет нелинейных эффектов еще не рассматривалось, по крайней мере, применительно к астрофизическим и радиоастрономическим проблемам. В настоящей заметке мы сделаем это для частной задачи.

Пусть у нас есть атом с тремя уровнями (из которых второй близок к первому, основному, т. е. $\omega_{12} \ll \omega_{13} \approx \omega_{23}$). Будем считать,

что атом находится в поле сильного электромагнитного излучения со спектральной плотностью $\rho(\omega)$. В дальнейшем ради простоты будем считать $\rho(\omega_{12}) \sim \rho(\omega_{23})$, хотя это и не обязательно. Также не принципиальны, но удобны для расчета ограничения $\hbar\omega_{12} \approx \hbar\omega_{23} \gg kT$, $\hbar\omega_{12} \ll kT$, где T — температура возбуждения уровней атомов. Примем, наконец, что $\rho(\omega_{12}) \ll \rho(\omega_{13})$.

Для определенных таким образом условий вопрос о нелинейности восприимчивости на частоте ω_{12} под действием полей накачек на частотах ω_{31} и ω_{32} рассматривался в связи с попыткой интерпретации поведения коэффициента усиления радиочастотного сигнала в лазере на парах Rb^{87} [1]. Восприимчивость вычислялась из уравнений движения для матрицы плотности системы [2] в предположении квазимонохроматичности сигналов накачки на частотах ω_{31} и ω_{32} . При этом учитывалось, что вклад в восприимчивость могут дать только члены, квадратичные по энергии взаимодействия обеих компонент накачки с соответствующими переходами в веществе. Это предположение вытекает из того, что в газах фазовые скорости взаимодействующих волн с частотами ω_{31} , ω_{32} и ω_{21} сильно отличаются друг от друга, поэтому в выражении для восприимчивости атома на частоте ω_{21} допустимо пренебречь слагаемыми параметрического типа [2]. Точно также подобные слагаемые должны отсутствовать и в случае некогерентных накачек. Указанное приближение тогда недостаточно для строгого описания нелинейной восприимчивости, так как оно не учитывает корреляционных свойств накачки. Однако результаты работы [1] показывают, что это приближение качественно описывает все особенности поведения коэффициента усиления рубидиевого лазера даже при ширине спектра полей накачки порядка ширины линий перехода в Rb^{87} . Это позволяет предположить, что оно применимо и в случае рассматриваемой здесь задачи.

Если сначала пренебречь возбуждением столкновениями, то из хорошо известных уравнений нелинейной оптики [2] можно получить следующее выражение для коэффициента поглощения в линии ω_{12} :

$$\chi(\omega_{12}) = \frac{\hbar\omega_{12}B_{12}}{c\Delta\omega_{12}} \left[\frac{B_{23}A_{31} - B_{13}A_{32}}{B_{23}A_{31} + B_{13}A_{32}} + \frac{\pi\rho(\omega_{13})}{\Delta\omega_{13}} \cdot \frac{B_{13}B_{23}(A_{32} - A_{31})}{B_{23}A_{31} + B_{13}A_{32}} \right] \quad (2)$$

при $A_{3i} \gg B_{3i}\rho_{3i}/c\Delta\omega_{3i} \gg W_{21}^*$ ($i = 1, 2$). Здесь A_{31} и A_{32} — эйнштейн-

* Первое неравенство означает, что интенсивность накачки меньше насыщающей; второе обычно выполняется, если $\omega_{3i} \gg \omega_{21}$. Например, в условиях лазера на Rb^{87} ($\omega_{31} \approx 2.4 \cdot 10^{15}$; $\omega_{21} \approx 4.3 \cdot 10^{10}$) $W_{21} \sim 10^2 \text{ сек}^{-1}$ (при плотности частиц 10^{12} см^{-3}) это неравенство выполняется при интенсивности компонент накачки, больше 10^{-5} вт/см^2 .

новские коэффициенты спонтанного излучения, W_{21} — вероятность перехода между состояниями 1 и 2 с учетом столкновений. Первый член (2) есть относительная разность населенностей уровней 1 и 2, обязанная чисто радиационному механизму возбуждения (поглощение с 1 и 2 уровней и обратный спонтанный переход). Второй член в (2) описывает эффект резонансного смещения частот при нелинейном взаимодействии некогерентных электромагнитных полей теоретически предсказанного и экспериментально проверенного в работе [1].

В астрофизических условиях при $\hbar\omega_{12} \ll kT$ относительная населенность уровней определяется возбуждением столкновениями. Поэтому первый член (2) мы заменим на величину $\hbar\omega_{12}/kT$. Разделив в формуле (2) второй член на первый, получим выражение для отношения нелинейной части коэффициента поглощения к линейному значению:

$$\frac{\chi_{\text{нелин.}}}{\chi_{\text{лин.}}} = \frac{kT}{\hbar\omega_{12}} \frac{\pi\rho(\omega_{13})}{\Delta\omega_{13}} \frac{B_{13}B_{23}(A_{32} - A_{21})}{B_{23}A_{31} + B_{13}A_{32}}. \quad (3)$$

Заменим величину $\rho(\omega_{13})$ на выражение

$$\rho(\omega_{13}) = \frac{\hbar\omega_{13}^3}{\pi^2c^3} N(\omega_{13}), \quad (4)$$

где $N(\omega_{13})$ — число квантов в линии ω_{13} в единице фазового объема.

Для равновесного излучения $N(\omega) = 1 / \left(\exp \frac{\hbar\omega}{kT} - 1 \right)$ и в максимуме плотности излучения $N(\omega) \approx 0.05$. В реальных астрофизических условиях $N(\omega)$ может быть и много больше в случае нетеплового происхождения электромагнитного излучения.

Выражая также коэффициенты Эйнштейна через силы осцилляторов для поглощения, заменяя $\Delta\omega_{13}$ на $\omega_{13}\sqrt{kT/m_a c}$, где m_a — масса атома, окончательно получаем

$$\frac{\chi_{\text{нелин.}}}{\chi_{\text{лин.}}} = \frac{e^2}{\hbar c} \sqrt{\frac{kT}{m_a c}} \sqrt{\frac{m_a}{m_e} \frac{\omega_{13}}{\omega_{12}} \frac{g_2 f_{23} - g_1 f_{13}}{g_1 + g_2}} N(\omega_{13}), \quad (5)$$

где g — статистические веса, m_e — масса электрона.

В формуле (5) первые два множителя много меньше единицы, вторые два — много больше единицы, третьи два — порядка единицы, так что роль нелинейных эффектов в вычислении коэффициентов поглощения должна рассматриваться отдельно в каждом конкретном случае.

Надо заметить, что здесь имеют место некоторые ограничения. Ширина линии $\Delta\omega_{12}$ при наличии сильного поля излучения в линиях 1 — 3 и 3 — 2 определяется формулой

$$\Delta\omega_{12} \approx \omega_{12} \sqrt{\frac{kT}{m_e c^2}} + \pi\rho_{13} B_{13} \approx \frac{2e^2}{\hbar c} \frac{\hbar\omega_{12}}{m_e c^2} f_{13} \omega_{13} N(\omega_{13}). \quad (6)$$

Линия 1 — 2 не замыкается, если $\omega_{12} \gg \Delta\omega_{12}$ и если $\omega_{12} > \Delta\omega_{13}$. Отсюда следуют два неравенства

$$\frac{\omega_{12}}{\omega_{13}} \gg \frac{2e^2}{\hbar c} \frac{\hbar\omega_{12}}{m_e c^2} N(\omega_{13}), \quad \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}} > \sqrt{\frac{kT}{m_e c^2}} \sqrt{\frac{m_e}{m_a}}. \quad (7)$$

Учет более сильного из этих неравенств ограничивает максимальный нелинейный коэффициент поглощения.

Рассмотрим некоторые примеры. Вблизи поверхности обычных звезд имеем $\sqrt{kT/m_e c^2} \approx 10^{-3}$, $\sqrt{m_a/m_e} \approx 10^2$, $N(\omega_{13}) \approx 10^{-2}$ при $\omega_{13} \approx 10^{15}$ цу. Тогда условие (5) и более сильное неравенство дают

$$\frac{\chi_{\text{нелин.}}}{\chi_{\text{лин.}}} \approx 10^{-5} \frac{\omega_{13}}{\omega_{12}} \frac{g_2 f_{23} - g_1 f_{13}}{g_1 + g_2}, \quad \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}} < 10^5. \quad (8)$$

Здесь нелинейный коэффициент поглощения в лучшем случае может быть одного порядка с линейным коэффициентом поглощения для линий сантиметрового радиодиапазона ($\omega_{12} \approx 10^{10}$ цу).

В случае экзотических объектов типа пульсаров (нейтронных звезд) можно принять $\sqrt{kT/m_e c^2} \approx 10^{-1}$ и $N(\omega) \sim 1$ для оптического и ультрафиолетового диапазонов. Тогда

$$\frac{\chi_{\text{нелин.}}}{\chi_{\text{лин.}}} \approx 10^{-1} \frac{\omega_{13}}{\omega_{12}} \frac{g_2 f_{23} - g_1 f_{13}}{g_1 + g_2}, \quad \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}} < 10^3. \quad (9)$$

Здесь может быть очень заметный эффект и в оптическом диапазоне. Правда, пока у пульсаров не наблюдались спектральные линии, но ясно, что теория пульсарных атмосфер должна строиться с учетом нелинейности коэффициентов поглощения.

И, наконец, самое главное. Нелинейный коэффициент поглощения может быть как положительный, так и отрицательный в зависимости от знака разности $g_2 f_{23} - g_1 f_{13}$. Это означает, что здесь может иметь место усиление поля излучения даже при отсутствии инверсной заселенности уровней (при $\chi_{\text{нелин.}}/\chi_{\text{лин.}} > 1$). Правда, случай $g_2 f_{23} < g_1 f_{13}$, или, что то же самое, $A_{32} < A_{31}$, встречается у нижних уровней редко (например, у атома He^3). Однако сама принципиальная

возможность усиления электромагнитного поля излучения без требования инверсной заселенности и то, что такая возможность может реализоваться в объектах типа пульсаров, представляет определенный интерес. Для дальнейшего анализа необходимо рассмотреть эффект комбинационного смещения частот в спектральных линиях, соответствующих переходам на верхние уровни, а также этот эффект в непрерывном спектре.

Научно-исследовательский
радиофизический институт, г. Горький
Институт радиотехники и электроники
АН СССР

ON THE NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN ASTROPHYSICAL CONDITIONS

S. A. KAPLAN, G. M. KHAPLANOV, Yu. G. KHRONOPULO

The influence of strong electromagnetic radiation on the absorption coefficient in low frequency spectral line of an atom with three levels is considered. It is assumed that the second level is near to the first ground level, i. e. $\omega_{12} \ll \omega_{13} \approx \omega_{23}$. Nonlinear part of the absorption coefficient at the frequency ω_{12} is proportional to the radiation density at frequencies $\omega_{13} - \omega_{23}$ and to the difference $A_{32} - A_{31}$ of Einstein coefficients as well. In particular, it is possible to receive the enhancement of electromagnetic radiation at the low frequency with the direct (not inverse) population of levels.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Хапланов, Кандидатская диссертация, М., 1968.
2. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, Сов. радио, М., 1965.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ НАГО 18 В ПЛЕЯДАХ

Впервые на большую частоту вспышек звезды Наго 18 ($\alpha_{1900} = 3^{\text{h}}41^{\text{m}}6$, $S_{1900} = 22^{\text{h}}03^{\text{m}}$) обратил внимание Г. Аро. Летом 1970 г. все снимки скопления Плеяд, полученные на 21" и 40" телескопах системы Шмидта, были заново просмотрены совместно с Г. Аро для нахождения повторных вспышек среди выделенной группы вспыхивающих звезд. К полученным таким образом данным были добавлены последние наблюдения автора, проведенные в течение сентября месяца 1970 г. Эффективное время наблюдений на 40" телескопе равнялось 73 часам в фотографических лучах и 17 часам в ультрафиолетовых, а на 20" — 176 часам в фотографических лучах.

Ниже, в табл. 1, приводятся данные о вспышках этой звезды.

По количеству вспышек, приходящихся на 1969—1970 гг. можно сделать вывод, что звезда находилась в своей активной стадии вспыхивания.

Фотографическая звездная величина звезды Наго 18 в нормальном состоянии примерно равна 16.6. На пластинках, полученных на 21" телескопе, она обычно на пределе. Ее спектральный тип $dM3e-4e$ [1]. Звезда Наго 18 оптически двойная, в нормальном состоянии оба компонента почти одинаковой яркости и цвета, поэтому в действительности вспыхивающая имеет $m_{\text{рк}} \sim 17^{\text{m}}2$. В нормальном минимуме звезда испытывает неправильные изменения блеска в пределах $0^{\text{m}}4-0^{\text{m}}5$ в фотографических лучах. На рис. 1 приведены примеры вспышек звезды № 18, это вспышки 4 и 8. В первом случае имеем пример быстрой вспышки, во втором случае пример долгого зату-

хания. Вспышка 1 нам кажется относительно медленной, так как до максимума на пластинке с пятиминутными экспозициями есть два изображения, т. е. подъем до максимума происходил за время порядка 10 минут. Таким образом, звезда № 18 испытывает как быстрые вспышки, так и вспышки промежуточного типа.

Таблица 1

№	Δm_{pg}	У.Т.	Дата	Телескоп
1	1. ^m 0	21 ^h 30 ^m — 21 ^h 35 ^m	12. II 1969	21"
2	1.0	22 02 — 22 22	21. II	21"
3	0.9	00 14 — 00 24	13. VIII	21"
4	2.0	23 32 — 00 24	20. VIII	40"
5	1.0	21 30 — 21 50	11. IX	40"
6	0.6	18 40 — 18 45	7. XII	21"
7	0.8	18 49 — 19 00	9. I 1970	40"
8	3.6	21 24 — 23 24	9. I	40"
9	0.7	21 28 — 21 33	31. VIII	40"
10	1.0	22 31 — 22 55	5. IX	30"
11	1.5	23 17 — 23 22	6. IX	40"

Ранее было отмечено, что малочисленная группа вспыхивающих звезд в Плеядах должна иметь большую частоту вспышек [2, 3]. К этой группе относятся и следующие звезды:

N	Н II	Число вспышек	Эмиссия
8	357	9	H ₂
14	906	6	H ₂
21	1653	4	H ₂
149	146	4	H ₂
18*		>20	H ₂

* Данные Г. Аро и наши совместно.

Интересно, что всего в Плеядах известно 11 вспыхивающих звезд с H₂ в эмиссии (не считая Н II 2411), из них 5 входят в группу часто вспыхивающих звезд.

Частота вспышек по данным наблюдений на 40" телескопе равна одной вспышке за каждые 13 часов. Частота, вычисленная по вспышкам, наблюдаемым на 21" телескопе, естественно оказывается значи-

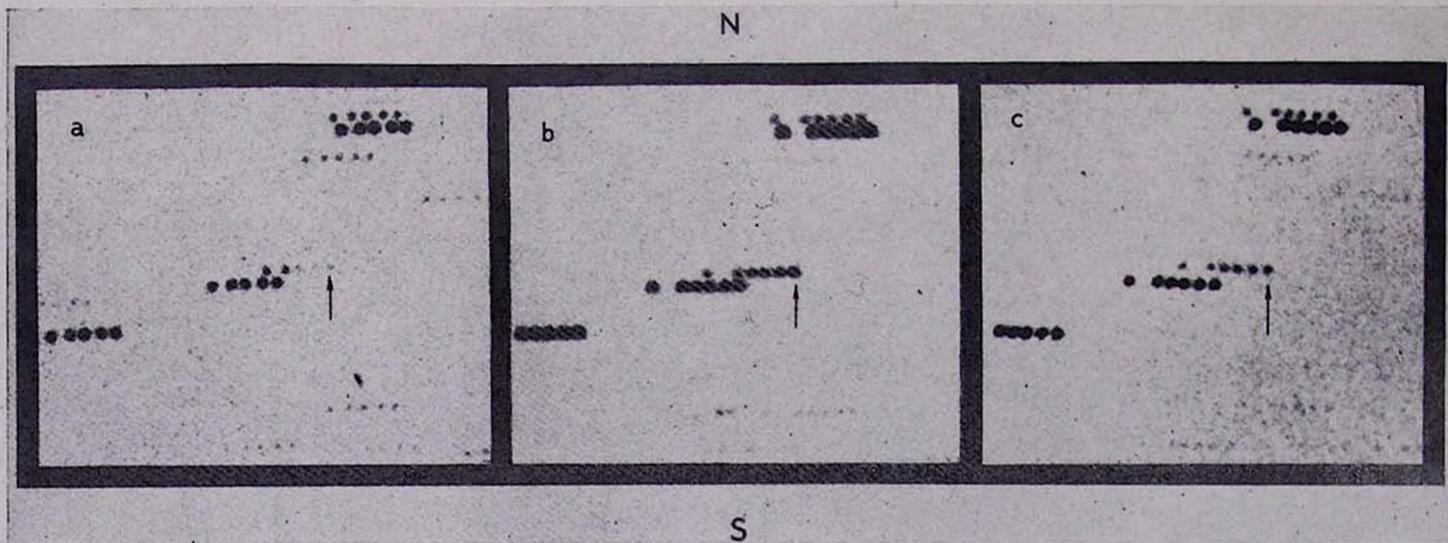


Рис. 1. Вспышки звезды № 18. а) вспышка № 4; б) вспышка № 8а; с) вспышка № 8в (продолжение).

тельно ниже этой величины, поскольку вспышки с малой амплитудой с помощью этого телескопа уже трудно обнаружить. По частоте вспышек, спектральному типу, а также нерегулярным изменениям в минимуме блеска она очень напоминает вспыхивающую Н II 2411—члена Гиад. К сожалению, нам неизвестно собственное движение звезды Haro 18. Поэтому мы не можем ничего сказать о ее принадлежности к Плеядам или Гиадам.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить проф. Г. Аро, который обратил наше внимание на большую частоту вспышек этой звезды, а также О. С. Чавушяна, Л. К. Ерастову и Э. С. Казарян, пластинки которых были нами также снова просмотрены.

The frequency of the flare ups in star Haro 18. 11 flare ups in star Haro 18 were found. The frequency of flare in this star by observations on 40" telescope is equal to one flare up per 13 hours. Probably, the star is in high activity stage. By the frequency of flares, spectral type and irregular variations in minimum is similar to flare star Н II 2411.

7 июля 1971

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. F. MacCarthy, P. J. Treanor, Ric. Astr. 7, No. 12, 367, 1968.
2. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирвоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.
3. Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Астрофизика, 5, 499, 1969.

CONTENTS

FLARE STARS IN PLEIADES. II	319
<i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian, L. K. Erastova</i>	
THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF SOME T TAURI-STARS AND RAPID IRREGULAR VARIABLES	333
<i>G. V. Zajceva</i>	
SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NON STABLE STARS. II. ON THE SPECTRUM OF RW AURIGAE IN THE REGION 3080—6100 Å.	345
<i>D. Chalonge, L. Divan, L. V. Mirzoyan</i>	
THE RESULTS OF SPECTRAL OBSERVATIONS OF CH CYGNI FOR 1967—1969	363
<i>G. N. Jimsheletshvili</i>	
ON THE MOVEMENT OF MATTER IN THE ENVELOPE OF P CYGNI	377
<i>E. R. Astafev</i>	
A SPECTROSCOPIC STUDY OF LUMINOUS GALACTIC NUCLEI	389
<i>E. Ye. Khachikyan, D. V. Wesdman</i>	
LARGE-SCALE STRUCTURAL CHARACTERISTICS AND PHOTOMETRY OF NGC 3031 DETERMINED FROM EQUIDENSITY CURVES	407
<i>W. Hoegner, Z. Kadla, N. Richter, A. Strugatskaya</i>	
A POLARIMETRIC STUDY OF COMPACT EXTRAGALACTIC OBJECTS	417
<i>V. A. Dombrowsky, M. K. Babadzhanlantz, V. A. Hagen-Thorn, S. M. Houtkevich</i>	
AN ANGULAR DIAMETER—RED-SHIFT RELATION FOR RICH CLUSTERS OF GALAXIES	435
<i>G. Paal</i>	
QUASI-STELLAR RADIO SOURCES AND OPTICAL QUASI-STELLAR OBJECTS	457
<i>M. A. Arakelian</i>	
ROTATING WHITE DWARFS IN GENERAL RELATIVITY	467
<i>G. G. Arutyunian, D. M. Sedrakyan, E. V. Chubarian</i>	
THE DETERMINATION OF THE POTENTIAL ENERGY OF A GRAVITATIO- NAL SYSTEM WITH THE SPHEROIDAL SYMMETRY	481
<i>V. L. Afanasjev</i>	
ON NUCLEOSYNTHESIS OF ELEMENTS IN S-PROCESS	489
<i>V. S. Shortin, V. M. Gribunin, V. N. Kononov, I. I. Stodorova</i>	
ON THE NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN ASTROPHYSICAL CONDITIONS	501
<i>S. A. Kaplan, G. M. Khaplanov, Yu. G. Khronopulo</i>	
NOTES	
THE FREQUENCY OF THE FLARE UPS IN STAR HARO 18	507
<i>E. S. Parsamian</i>	