

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. III <i>В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян</i>	485
О ПЕРЕМЕННОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВ- СКИХ ГАЛАКТИК <i>М. К. Бабаджанянц, В. А. Гатен-Торн, В. М. Лютый</i>	509
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 8 <i>Э. Е. Хачикян</i>	529
К ТЕОРИИ БЕЛЫХ КАРИКОВ <i>Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	541
О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ · <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	557
ПУЛЬСАРЫ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД <i>П. Р. Амнгуэль, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	561
УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ, В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИ- СТЕМАХ ЗВЕЗД-КАРИКОВ <i>В. И. Таранов</i>	567
РЕЗОНАНСНОЕ ЗАТУХАНИЕ КОЛЕБАНИЙ МОДЕЛИ ШАРОВОГО СКОП- ЛЕНИЯ ЗВЕЗД . . . <i>В. С. Сынах, А. М. Фридман, И. Г. Шухман</i>	577
О ПОГЛОЩЕНИИ ФОТОНОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ВО ВСЕЛЕН- НОЙ <i>С. Г. Матинян</i>	587
ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В КОСМИЧЕСКОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ СРЕДЕ <i>Е. Я. Гидалевич</i>	591
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРОИДОВ, ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ ОСИ ВРАЩЕ- НИЯ ТОРОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ <i>Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян</i>	599
О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ СВЕРХСВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСАРОВ <i>В. Я. Эйдман</i>	609
ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В О-СКОПЛЕНИЯХ <i>Р. А. Варданян, Н. Г. Хачатрян</i>	613
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НАБЛЮДЕНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ SCO X-1 <i>О. С. Шулов, Е. Н. Копачкая</i>	621
СВЯЗЬ МЕЖДУ ГРАДИЕНТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ И ДРУГИМИ ХАРАКТЕРИ- СТИКАМИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК <i>М. А. Аракелян</i>	624
ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ <i>Б. Е. Маркарян</i>	628

Խմբագրական կալեզր

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե.
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկա

Редакционная коллегия

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

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

Журнал предназначен 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.

«Աստղաֆիզիկա»-ն գիտական հանգրվան է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կազմից: Հանդեսը ապագում է ինֆենտիվ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաքալակիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդները 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առաստափանում «Մեթոդականական կենտրոն» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. III

В. А. АМБАРЦУМЯН, А. В. МИРЗОЯН, Э. С. ПАРСАМЯН,
О. С. ЧАВУШИЯН, А. К. ЕРАСТОВА, Э. С. КАЗАРЯН, Г. Б. ОГАНЯН

Поступила 30 сентября 1972

Приводятся результаты наблюдений звездных вспышек, выполненных в обсерваториях Бюраканской и Асиаго в течение, в основном, двух сезонов — 1970—71 гг. и 1971—72 гг. Всего обнаружено 76 новых вспыхивающих звезд (табл. 1) и 74 повторные вспышки известных вспыхивающих звезд (табл. 2). Некоторые из этих вспышек обнаружены на снимках более раннего периода. Продолжена нумерация, начатая Аро и принятая в наших предыдущих работах этой серии, до номера 297 включительно. Отмечены 6 случаев ошибочной повторной нумерации в опубликованных списках. В результате полное число вспыхивающих звезд в Плеядах достигло 291, а число повторных вспышек — 168. Из них в Бюраканской обсерватории за все время обнаружены 118 новых вспыхивающих звезд и 104 повторные вспышки (в том числе 14 вспышек у звезды № 55=HIP 2411, принадлежащей Гиадам). Из этих 222 вспышек 21 вспышка была наблюдаена одновременно на двух (40- и 21-дюймовом) телескопах системы Шмидта.

Показано, что наблюдательные данные о распределении вспыхивающих звезд по значениям числа наблюдаемых вспышек хорошо представляются посредством сложения двух пуассоновских распределений (табл. 4). Это указывает на наличие в Плеядах по меньшей мере двух групп вспыхивающих звезд, отличающихся друг от друга по числу и по частоте вспышек.

Полное число вспыхивающих звезд в Плеядах оценено, двумя различными способами, близким к 1000. Подтвержден наш прежний вывод о том, что среди физических членов Плеяд слабее визуальной величины 13.3 имеется значительное число звезд, которые, по крайней мере, за все время наблюдений вспышек у Плеяд, начиная с 1963 г., не обладали способностью производить вспышки, наблюдаемые фотографически.

Проведен статистический анализ вспышек с фотографической амплитудой больше и, соответственно, меньше 2^m (табл. 6). Большие амплитуды встречаются гораздо чаще у более слабых звезд. Наиболее яркие звезды не показывали большие вспышки.

Наличие наряду со вспыхивающими большого числа „невспыхивающих“ звезд свидетельствует о том, что полная масса Плеяд должна быть больше ее „динамической“ массы, определенной применением теоремы вириала к собственным движениям звезд — членов центральной зоны, примерно на $200 M_{\odot}$.

1. *Введение.* В предыдущих статьях этой серии [1, 2] были представлены списки новооткрытых вспыхивающих звезд в области Плеяд, а также данные о повторных вспышках ранее известных вспыхивающих звезд, на основе многоэкспозиционных фотографических наблюдений этой области, выполненных в течение двух сезонов — 1968—69 гг. и 1969—70 гг. с помощью широкоугольных камер системы Шмидта в обсерваториях Бюраканской, Асиаго и Конколи. В этот период всего была обнаружена 101 новая вспыхивающая звезда и 52 повторные вспышки известных вспыхивающих звезд.

Эти данные вместе с ранее опубликованными данными Г. Аро и сотрудников [3—6] и Л. Розино и сотрудников [7, 8] были использованы нами [1, 2] для статистического исследования вспыхивающих звезд в Плеядах.

Оказалось, что по мере возрастания статистического материала становится более достоверным вывод о большом обилии вспыхивающих звезд в Плеядах [9], благодаря чему изучение вспыхивающих звезд приобретает первостепенную важность для проблемы эволюции звезд [1, 10]. Вместе с тем, расширение статистической выборки позволило получить некоторые средние характеристики этих звезд [1], которые в последующем были уточнены [2].

В настоящей статье приводятся результаты новых наблюдений области Плеяд, выполненных в обсерваториях Бюраканской и Асиаго в течение, в основном, двух сезонов — 1970—71 гг. и 1971—72 гг. Всего обнаружено 76 новых вспыхивающих звезд и 74 повторные вспышки известных вспыхивающих звезд. Некоторые из этих вспышек обнаружены на снимках более раннего периода. В результате ревизии всех имеющихся данных полное число известных вспыхивающих в области Плеяд в настоящее время достигло 291, а число повторных вспышек — 168. Из них в Бюраканской обсерватории обнаружены всего 118 новых вспыхивающих звезд и 104 (в том числе 14 у звезды № 55 = HII 2411) повторные вспышки*. Обнаружение столь большого количества вспышек стало возможным благодаря широкому применению двух телескопов Шмидта — 40- и 21-дюймового. Заметим также, что из числа 222 различных вспышек, обнаруженных в Бюракане, двадцать одна (из них одна вспышка у HII 2411) была наблюдаема одновременно на двух телескопах. В большинстве случаев это было при точно синхронизованных наблюдениях, когда на 40-дюймовом телескопе получались снимки в U, а на 21-дюймовом — в общем фотографическом диапазоне без фильтра.

* Из них 11 повторных вспышек звезды № 18 опубликованы отдельно (Астрофизика, 7, 507, 1971).

В статье изложены также некоторые результаты статистического анализа известных к настоящему времени данных о вспыхивающих звездах в области Плеяд.

2. *Новые вспыхивающие звезды в Плеядах.* Данные о новооткрытых вспыхивающих звездах по принятой в предыдущих сообщениях [1, 2] форме представлены в табл. 1. При этом, как и прежде, нумерация является продолжением нумерации, начатой Аро [3] и впоследствии продолженной нами [1], вновь Аро и его сотрудниками [4—6] и нами [2]. В списке новооткрытых вспыхивающих, приведенном в приложении к нашему второму сообщению [2], номер последней звезды был 221. Поэтому табл. 1 начинается с номера 222.

Таблица 1

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда (НИИ)	α (1900)	δ (1900)	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата вспышки	Телескоп	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8	9
222		$3^h 36^m 9$	$24^\circ 04'$	$17^m 0$	$0^m 8$	24.08.69	40"	
223		35.4	22 15	17.4	1.6	19.09.69	40	
224		36.1	25 26	13.8	1.0	12.10.69	24	[8]
225		35.5	23 36	18.5	3.6	13.10.69	24	[8]
226		30.8	22 50	19.	5.3	19.10.69	24	[8]
227		46.1	25 21	17.2	1.0	9.01.70	40	
228		41.5	21 55	16.8	0.8	1.09.70	40	
229		41.7	25 39	17.0	0.5	1.09.70	40	
230		42.3	25 42	16.6	0.7	1.09.70	40	
231		34.4	24 14	17.5	0.6	2.09.70	40	
232		42.9	21 59	17.4	0.7	2.09.70	40	
233		46.2	25 50	17.5	1.9	2.09.70	40	
234		48.5	22 48	16.9	0.6	2.09.70	40	
235		48.5	21 36	17.6	4.1	26.09.70	21	
236		37.0	25 30	18.8	3.7	2.10.70	21	
237		35.8	25 34	16.7	1.9	2.10.70	21	
238		45.4	24 30	18.	3.3	10.10.70	24	[8]
239		43.1	22 40	16.6	1.4	11.10.70	24	[8]
240		41.9	24 12	17.3	1.8	24.11.70	24	[8]
241		45.5	26 08	16.8	3.2	27.11.70	24	[8]
242		43.4	23 21	19.	4.4	1.12.70	24	[8]
243	566	39.3	24 46	15.4	2.0	21.02.71	24	[8]
244	1128	40.7	23 40	15.4	0.7	3.08.71	40	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
245		3 ^h 37 ^m .2	24°26'	18 ^m .4	2 ^m .0	24.08.71	40"	
246		44.0	25 54	18.7	2.1	25. 8.71	40	
247		49.8	23 38	15.8	1.1	26.08.71	21	
248		42.2	22 44	17.5	1.0	27.08.71	40	
249		38.9	25 13	18.1	3.1	28.08.71	40,21	
250		39.5	23 17	15.5	0.6	1.09.71	40	
251		40.9	22 58	17.3	0.6	1.09.71	40	
252		41.3	25 37	17.2	0.5	1.09.71	40	
253		44.7	25 00	16.4	0.7	1.09.71	40	
254		48.2	24 02	17.2	0.6	1.09.71	40	
255		36.1	22 04	18.1	2.1	14.09.71	40	
256		36.3	24 21	15.5	1.1	14.09.71	40	
257		42.7	24 18	18.6	3.8	14.09.71	40,21	
258		48.4	22 38	17.0	0.8	16.09.71	40	
259		40.2	22 08	16.9	0.9	17.09.71	40	
260		48.4	22 30	>18.0	>3.0	17.09.71	40	
261		33.3	23 31	17.7	0.7	18.09.71	40	
262		36.2	24 43	17.1	0.7	18.09.71	40	
263		40.2	22 58	17.7	0.8	18.09.71	40	
264		42.7	25 37	17.2	0.6	18.09.71	40	
265		47.8	23 27	18.3	3.8	18.09.71	40,21	
266		36.2	22 13	16.0	0.6U	19.09.71	40	
267		41.0	24 56	17.5	1.5	19.09.71	40	
268	1583	41.8	24 10	15.9	0.5U	19.09.71	40	
269		46.3	25 17	15.7	0.8U	19.09.71	40	
270	1532	41.7	23 26	14.9	1.0	20.09.71	40,21	
271	1485	41.9	24 35	15.2	0.6	20.09.71	40,21	
272	2662	44.2	24 10	14.9	0.6U	20.09.71	40	
273		44.4	23 08	17.0	0.8U	20.09.71	40	
274		47.2	22 15	18.3	1.8	20.09.71	40,21	
275		51.7	25 06	19.0	5.0	20.09.71	21	
276		51.7	25 07	17.1	1.2	20.09.71	21	
277		49.3	24 11	14.7	0.8U	21.09.71	40	
278		36.8	23 01	18.0	1.6	25.09.71	40	
279		45.6	25 30	20.0	3.2	26.09.71	40	
280		38.5	25 17	16.5	2.5	27.09.71	40,21	
281		39.0	23 18	19.7	4.7	18.10.71	21	
282		48.5	24 12	16.5	0.6	19.10.71	21	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
283		$3^h 38^m 3$	$22^{\circ} 46'$	$16^m 9$	$1^m 7$	25.10.71	$21''$	
284		40.0	22 43	20.0	5.3	25.10.71	21	
285		51.8	24 33	15.5	0.8	7.11.71	21	
286		36.8	21 40	17.2	3.7	11.11.71	21	
287		46.2	26 03	17.5	2.6	11.11.71	21	
288		36.5	24 52	17.1	1.3	20.11.71	21	
289		36.6	22 35	15.9	2.1	20.11.71	21	
290	2892	45.0	24 07	16.7	1.4	23.11.71	21	
291		46.8	21 25	15.8	1.4	25.11.71	21	
292		36.1	23 36	17.9	2.9	21.12.71	40	
293		50.0	21 28	16.8	3.5	21.12.71	21	
294	2591	44.2	23 59	14.3	0.6	8.01.72	40	
295	3065	45.6	24 18	14.2	0.8	8.01.72	40	
296		39.2	25 44	17.9	2.6	15.01.72	21	
297		34.5	24 15	18.0	2.1	15.02.72	21	

Следует, однако, отметить, что ревизия данных о вспыхивающих звездах в Плеядах показала, что не все звезды, входящие в вышеупомянутые списки, являются в действительности новооткрытыми. Оказалось, что среди них имеются звезды, которые по ошибке вторично получили новые номера. Наряду с двумя такими случаями № 118 и 121), уже отмеченными нами [2], было обнаружено еще четыре таких случая. Вследствие этого, хотя наш новый список (табл. 1) кончается номером 297, но реальное число вспыхивающих звезд, открытых до сих пор в области Плеяд, составляет 291. Обнаруженные случаи повторной нумерации следующие:

$$\begin{aligned}
 \text{№ } 148 &= \text{№ } 118 \\
 152 &= 121 \\
 159 &= 115 \\
 169 &= 158 \\
 190 &= 99 \\
 221 &= 180
 \end{aligned}$$

У всех этих шести звезд речь идет о случаях, когда второй наблюдатель обнаруживал *другую* вспышку уже известной вспыхивающей звезды.

Очевидно, что эти поправки следует учесть при издании окончательного списка всех вспыхивающих звезд. Необходимо отметить

также, что из остальных звезд две (№ 124 и 126), по мнению Аро, не являются уверенно установленными вспыхивающими.

Результаты, приведенные в настоящей статье, относящиеся к вспышкам, обнаруженным в Бюракане (1970—72 гг.), получены на основе 67 часов наблюдений на 40" и 173 часов наблюдений на 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории, при этом за все время наблюдений на 40" телескопе параллельно велись наблюдения на 21" телескопе. Таким образом, суммарное время наблюдений вспыхивающих звезд в области Плеяд во всех обсерваториях к настоящему времени достигло по опубликованным данным 1534 часов.

3. *Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд.* Данные о повторных вспышках ранее известных вспыхивающих звезд, зарегистрированных за тот же период, а также при ревизии снимков предыдущих лет, приведены в табл. 2.

Таблица 2

ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда НП	α (1900)	δ (1900)	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата вспышки	Телескоп	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	191	3 ^h 37. ^m 9	24° 32'	15. ^m 7	0. ^m 6	10.10.69	21"	
10		38.4	25 44	16.5	1.4	16.11.69	24	[8]
					1.8	27.01.71	24	[8]
15	vM16	40.9	23 58	18	3.5	26.11.70	40	
17	1306	41.2	23 24	14.6	0.7U	19.09.71	40	
18		41.6	22 02	16.6	1.0	17.09.71	40	
					1.5	19.10.71	21	
					0.6	8.01.72	40	
					1.9	18.01.72	21	
30	3030	45.5	23 35	15.4	0.9	9.10.69	21	
35		36.0	25 01	15.5	1.1	21.12.71	21	
36		36.2	23 46	17.1	1.5	25.08.71	40	
41		37.7	24 15	16.8	2.9	23.11.70	24	[8]
47	vM 6	40.5	23 51	17.4	2.1	16.10.69	24	[8]
54	69	43.6	23 37	18.5	2.7	21.02.71	24	[8]
					2.2	25.08.71	40, 21	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
55	2411	3 ^h 43 ^m .7	24°01'	15.5	0.7 0.5U 0.7 1.5 0.9 0.6 0.5	18.09.71 20.09.71 19.10.71 25.10.71 20.11.71 8.01.72 8.01.72	40,21 40 21 21" 21 40 40	
61		48.1	23 03	15 ^m .5	1.7	1.12.70	24	[8]
68	134	37.7	23 55	15.6	1.5 0.8	12.10.71 18.12.71	21 21	
69		37.9	25 09	17.3	2.1	24.09.71	40	
75		38.9	25 02	14.8	2.5 2.2	20.10.68 28.08.71	24 40,21	[8]
83		42.0	22 15	17.2	2.1 2.4 2.2 2.0	23.11.68 20.12.68 23.09.71 21.12.71	21 21 21 21	
86		42.6	22 06	17.2	3.2	26.10.71	21	
90		43.4	24 15	19.	4.6.	25.12.70	24	[8]
91		43.8	21 52	15.0	1.5 1.4	4.11.69 20.09.71	21 40,21	
92		43.8	24 27	17.4	2.6	24.11.70	24	[8]
93	2602	44.2	23 42	17.1	1.9	23.09.68	21	
97		46.0	23 16	18.3	3.0	19.11.71	21	
101		33.2	24 25	17.8	1.8 0.7 0.8	9.11.69 6.09.70 18.09.71	21 40 40	
103		36.9	23 08	16.2	1.1	28.11.70	24	[8]
105		41.7	23 23	16.4	1.5	17.09.71	40	
111	3104	45.7	22 53	14.8	1.0	12.01.70	21	
116		33.5	25 10	18.7	2.7	1.09.71	40	
117		33.7	25 53	18.4	2.0	20.09.69	40	
138		33.2	23 41	17.8	1.1 4.0	26.10.70 29.09.71	24 40,21	[8]
139		38.7	23 12	17.8.	1.5	26.10.70	24	[8]
141		31.1	24 27	17.2	2.5	4.10.70	24	[8]
157	2144	43.2	23 26	16.9	1.8	26.09.70	21	
160	347	38.5	24 32	15.1	1.0	17.01.69	24	[8]

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
167		$3^h 37^m 5$	24 34	$19^m 0$	$3^m 6$	18.12.71	21°	
173		37.2	22 29	17.0	0.8	19.09.69	40	
					0.5	22.09.71	40,21	
177		31.0	22°26'	15.7	1.3	12.11.71	21	
181		35.1	22 02	17.8	2.1	10.11.69	21	
185		42.6	23 40	19.0	4.2	13.10.69	24	[8]
203		39.8	24 20	17.6	0.6	19.09.69	40	
					0.7	1.09.70	40	
					> 8.0U	12.09.70	40	
					2.2	20.09.71	40,21	
211		44.9	25 17	18	2.9	28.11.70	24	[8]
223		35.4	22 15	17.4	0.6	20.09.71	40,21	
240		41.9	24 12	17.3	1.6	20.09.71	40,21	
242		43.4	23 21	18.8	3.1	20.11.71	21	
					5.0	20.12.71	21	
245		37.2	24 26	18.4	1.6	24.08.71	40	
					0.8	18.09.71	40	
248		42.2	22 44	17.5	1.5	26.09.71	40,21	
270	1532	45.2	23 26	14.9	0.6U	12.09.70	40	
273		44.4	23 08	17.0	0.9U	21.09.71	40	

Обнаружение повторных вспышек известных вспыхивающих звезд, а также упомянутая выше двойная нумерация шести вспыхивающих звезд позволили внести значительные дополнения и изменения в опубликованный нами [2] общий список всех тех вспыхивающих звезд, для которых наблюдались повторные вспышки. Новый список с учетом этих изменений приведен в табл. 3. В нем представлены также амплитуды ($\Delta m_{\text{вс}}$) всех наблюдаемых вспышек, за исключением вспышек звезды НП 2411, входящей в группу Гиад [11] и обладающей необычно высокой частотой вспышек [12]. Общее число звезд этого списка 83.

Таким образом, из 290 вспыхивающих звезд, известных в настоящее время в области Плеяд (без звезды НП 2411), более чем у четверти наблюдались повторные вспышки, в том числе у 45 звезд — по две, у 18 — по три, у 10 — по четыре, у 4 — по пяти, а у 5 — по шести и более вспышек. У остальных 208 звезд наблюдалось только по одной вспышке.

Таблица 3

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ, ДЛЯ КОТОРЫХ НАБЛЮДАЛИСЬ ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ

№	Звезда (HII)	Число вспышек (k)	m_{pg}	Δm_{pg}
1	2	3	4	5
55	2411	72	15. ^m 5	—
18		16	16.6	2.0U, 1.0, 1.0 0.9, 2.0, 1.0, 0.6, 0.8, 3.6, 0.7, 1.0, 1.5, 1.0, 1.5, 0.6, 1.9
101		9	17.8	5.6, 6.5U, 4.8U, 2.5U, 2.5U, 0.6, 1.8, 0.7, 0.8,
8		8	14.5	2.0U, 1.0U, >0.5U, 0.9, 0.8U, 0.6U, 1.0U, 1.2
14	906	7	15.9	3.0U, 2.0U, 1.5U, 1.0U, 0.8U, 2.2U, 1.2
17	1306	6	14.6	0.5U, 0.7U, 3.7U, 0.5U, 0.5U, 0.7U,
83		5	17.0	2.4U, 2.1, 2.4, 2.2, 2.0
103	2144	5	16.2	0.8U, 2.7, 1.2, 0.6, 1.1
157		5	16.4	1.2, 1.6, 1.2U, 1.0U, 1.8
203		5	17.6	3.3, 0.6, 0.7, >8.0U, 2.2
10		4	17.5	1.5U, 1.2U, 1.4, 1.8
15	vM16	4	18.0	3.0U, 2.5, 3.6, 3.5
21		4	14.6	0.8U, 0.4U, 1.4U, 1.0U
36		4	17.1	2.5U, 1.3, 1.0, 1.5
62		4	16.0	3.2U, 1.7U, 1.3U, 2.1
68	134	4	51.6	1.2U, 4.0, 1.5, 0.8

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5
75		4	14.8	0.9U, 2.3, 2.5, 2.2
102		4	19.0	3.5U, 4.5U, 3.9, ~4.0U
118		4	17.6	3.5, 1.3, 3.6, 3.5U
149	146	4	15.6	0.6U, 0.5U, 0.5U, 3.0U
16	1285	3	16.4	1.5U, 1.6, 2.3U
40		3	18.0	>3.0U, 4.0U, 3.5
54		3	18.5	>1.3, 2.7, 2.2
90		3	18.0	5.0U, 5.1U, 4.5
91		3	15.0	0.8U, 1.5, 1.4
92		3	17.4	3.3U, 2.5U, 2.6
93	2602	3	17.1	2.7U, 3.1U, 1.9
99		3	16.1	2.7U, 1.5U, 1.3
108		3	14.7	1.3U, 0.7U, 1.5
111	3104	3	14.7	4.0U, 2.0, 1.0
116		3	18.7	3.4, 2.9, >2.7
138		3	17.8	4.5, 1.1, 4.0
139		3	17.8	3.3, 2.7, 1.5
160	347	3	15.1	0.6U, 1.6U, 1.0
173		3	17.0	3.5, 0.8, 0.5
179		3	18.0	3.2, 2.5, 3.3
242		3	18.8	4.4, 3.1, 5.0
245		3	18.4	2.0, 1.1, 0.8
2		2	19.0	>3.0U, >3.5U
5		2	18.6	>1.7U, >2.0U
7	191	2	15.9	1.0U, 0.6
19	1531	2	14.4	0.4U, 1.0U
20		2	20.2	>5.0U, >2.0U
23		2	19.1	>2.0U, 3.9
25		2	15.2	3.0U, 0.9
27		2	19.0	>2.0U, >2.5U
30	3030	2	15.4	2.0U, 0.9
35		2	15.9	1.5U, 1.2
39		2	16.7	5.0U, 2.2U
41		2	17.0	1.5U, 2.9

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5
47	vM6	2	17.4	2.3, 2.1
48	1061	2	15.1	1.5U, 2.7
51	1827	2	15.9	2.0U, 1.3
56	2601	2	16.0	0.6U, 2.5U
61		2	15.5	0.8U, 1.7
69		2	17.0	2.7U, 2.1
70	212	2	15.3	3.4U, 0.9U
73	335	2	14.8	3.5U, 0.8U
79		2	17.2	3.0U, 4.3U
86		2	17.2	3.1U, 3.2
88	2193	2	15.2	3.0U, 2.1U
96		2	18.4	5.9U, 2.5U
97		2	18.3	3.5U, 3.0
105		2	16.4	2.5, 1.5
107	2208	2	15.3	0.7U, 1.8U
115		2	16.7	3.0, 1.2U
117		2	18.4	4.2, 2.0
119		2	20.0	4.6, 6.0
121		2	18.1	6.0, 3.5U
141		2	16.5	2.4, 2.5
158		2	18.1	~4.0U, 4.5
167		2	19.0	0.9, 3.6
177		2	15.7	1.6, 1.3
180		2	18.1	2.1, 3.1
181		2	17.8	3.3, 2.1
185		2	20.0	4.4, 4.2
205		2	19.4	5.1U, 5.0
211		2	20.0	3.8, 2.9
223		2	17.4	1.6, 0.6
240		2	17.3	1.8, 1.6
248		2	17.5	1.0, 1.5
270		2	14.9	1.0, 0.6U
273		2	17.0	0.8U, 0.9U

Примечание. В минимуме для ярких звезд фотографические величины, где возможно, приняты по Герцшпрунгу и др. [13]. В остальных случаях даны оценки наблюдателей. В тех случаях, когда разные наблюдатели дают разные оценки, использованы более поздние данные. Однако амплитуды приводятся по данным наблюдателей.

Используя формулу [1]

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

где n_k ($k = 0, 1, 2, \dots$) — числа вспыхивающих звезд, у которых наблюдались k вспышек, справедливую при одинаковой частоте вспышек у всех звезд, получим $n_0 = 481$. Следовательно, для полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах при применении этой простой формулы имеем

$$N = \sum_0^{\infty} n_k = 771. \quad (2)$$

Выражение (1) в действительности дает лишь нижний предел для числа n_0 [1] и, в конечном итоге, для N .

4. О полном числе вспыхивающих звезд в области Плеяд. В нашей работе [1] было показано, что в случае, когда имеются звезды с разными средними частотами вспышек, равенство (1), при довольно общих предположениях, превращается в неравенство

$$\frac{n_1^2}{n_2} \geq n_0 \geq \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (3)$$

Полученные нами в предыдущих статьях [1, 2] распределения вспыхивающих звезд в Плеядах по значениям числа наблюдаемых вспышек оказалось невозможным представить достаточно хорошо одним пуассоновским распределением. Однако эти распределения были очень хорошо представлены посредством сложения двух распределений Пуассона со средними частотами, отличающимися по величине примерно на один порядок. Иначе говоря, мы предполагали, что имеются две группы вспыхивающих звезд: многочисленная группа с небольшой средней частотой вспышек и малочисленная группа с высокой средней частотой вспышек. При этом сумма чисел вспыхивающих звезд, имеющих соответствующие средние частоты, не намного превышала полное число вспыхивающих звезд, вычисленное по формулам (1) и (2).

И на настоящем этапе исследования распределение вспыхивающих звезд в Плеядах по значениям числа наблюдаемых вспышек можно хо-

рошо представить с помощью двух распределений Пуассона. Действительно, допустим, что мы имеем две группы вспыхивающих звезд: $N_1 = 900$, $a_1 = 0.29$ и $N_2 = 70$, $a_2 = 2.6$ и, воспользовавшись формулой [1]

$$n_k = N_1 e^{-a_1} \frac{a_1^k}{k!} + N_2 e^{-a_2} \frac{a_2^k}{k!} \quad (4)$$

и таблицами Е. Молина [14], мы получим данные, представленные во втором столбце табл. 4, прекрасно согласующиеся с данными третьего столбца, полученными на основе табл. 3. Отметим, что $a_1 = \nu_1 t$ и $a_2 = \nu_2 t$, где ν_1 и ν_2 — средние частоты вспышек в соответствующих группах, а t — суммарное время наблюдений области Плеяд.

Следует отметить, что формулы (1) или (4) справедливы, строго говоря, только тогда, когда под n_k подразумеваются *математические ожидания* числа звезд, вспыхивающих k раз. Между тем, при использовании этих формул мы подставляем вместо n_k *числа, наблюдаемые в нашей выборке*.

Неизбежные случайные отклонения наблюдаемых n_k от их математических ожиданий должны вести 1) к ошибкам в определении параметров N_1 , N_2 , a_1 и a_2 и 2) к отличию наблюдаемых значений n_k от вычисленных. С другой стороны, имея в своем распоряжении четыре параметра, мы легко можем добиться представления небольшого количества наблюдаемых численных данных. Поэтому нельзя считать определенные нами значения этих параметров очень точными только на основании хорошего совпадения между двумя последними столбцами табл. 4.

Требуемое число вспыхивающих звезд при таком представлении наблюдаемого распределения кратности вспышек несколько превышает полное число вспыхивающих звезд (2). Однако это не противоречит неравенству (3) и обусловлено различием средних частот вспышек у совокупности вспыхивающих звезд в Плеядах.

Попытки представить наблюдаемое распределение двумя распределениями Пуассона с меньшим числом звезд показали, что незначительное уменьшение суммы $N_1 + N_2$ ($\sim 10\%$) может быть достигнуто за счет ухудшения согласия между вычисленными и наблюдаемыми числами n_k .

Таким образом, теперь уже следует считать, что полное число вспыхивающих звезд в Плеядах близко к 1000, причем по средней частоте вспышек все звезды, в первом приближении, делятся на две

группы, отличающиеся по числу звезд более чем на порядок и по средней частоте — примерно на порядок.

Таблица 4

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ
ЗНАЧЕНИЙ n_k С ПОМОЩЬЮ
ФОРМУЛЫ (4)

k	n_k	
	(выч.)	(набл.)
0	678	—
1	209	208
2	45	45
3	18	18
4	10	10
5	5	4
>6	3	5

5. *О частоте вспышек.* Данные предыдущего раздела свидетельствуют в пользу полученного нами ранее вывода о том, что средняя частота вспышек у вспыхивающих звезд в Плеядах неодинакова [1, 2]. Вместе с тем, для представления всех наблюдений двумя распределениями Пуассона теперь приходится значительно увеличивать числа звезд в соответствующих группах. Конечно, действительные частоты вспышек зависят от степени чувствительности метода наблюдений к вспышкам с малой амплитудой. Дело в том, что, как следует из наблюдений звезд типа UV Кита [15], существует определенная корреляция между амплитудой и средней частотой вспышек: большие вспышки встречаются гораздо реже, чем малые. С другой стороны, у очень слабых звезд вообще невозможно наблюдать небольшие вспышки. Значительное искажающее влияние на полученные данные возможно оказывает и применение телескопов различного диаметра. Учитывая все это, можно считать, что разнородность наблюдательного материала не позволяет в настоящее время с достаточной полнотой исследовать вопрос о функции распределения частоты вспышек в Плеядах.

6. Процент вспыхивающих звезд среди ярких членов Плеяд.

В первых исследованиях [1, 2, 9] по статистике вспыхивающих звезд в Плеядах оценки полного числа звезд послужили основанием для вывода о том, что все или почти все звезды скопления Плеяд, слабее фотографической величины 14.3, являются вспыхивающими.

Однако в нашей работе [2] было показано, что среди 78 звезд, являющихся по Герцшпрунгу и сотрудиникам физическими членами

скопления Плеяд и имеющих яркость в интервале фотографических величин 14.50—16.05 [13], только 37 являются вспыхивающими. Из них 26 были к тому времени известны как вспыхивающие, а наличие остальных 11 следовало из применения формулы (1).

В настоящее время этот вывод подтверждается на основе более богатого наблюдательного материала.

Среди указанных 78 звезд 31 уже входит в списки известных вспыхивающих звезд. Из них 13 наблюдались во вспышке один раз, 10 — по два раза и 8 — по 3 и более раз. Применение формулы (1) к исследуемой группе приводит к значению $n_0 = 8$. Следовательно, среди 78 ярких звезд — членов Плеяд вспыхивающими являются только 39. Эта оценка находится в хорошем согласии с прежней оценкой 37 [2]. Небезынтересно отметить, что все три звезды в Плеядах, которые наблюдались во вспышках, соответственно, по шесть, семь и восемь раз, оказались среди указанных ярких звезд.

Распределение чисел наблюдаемых вспышек среди рассматриваемых звезд удовлетворительно представляется одним распределением Пуассона, характеризуемым следующими параметрами: $N = 39$, $\alpha = 1.6$ (табл. 5).

Таблица 5
ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ СРЕДИ
ЯРКИХ ЧЛЕНОВ ПЛЕЯД

k	n_k	
	(выч.)	(набл.)
0	8	—
1	13	13
2	10	10
>3	8	8

Эти данные подтверждают, что вспыхивающие звезды или, если быть осторожным, звезды, которые в период всех наблюдений области Плеяд (1963—72 гг.) обладали вспышечной активностью, составляют лишь около половины общего числа всех звезд — членов Плеяд с фотографическими величинами в интервале 14.50—16.05. Остальные звезды не обладали вспышечной активностью, по крайней мере, в указанный период. При этом рассматриваемая совокупность вспыхивающих звезд, по-видимому, образует довольно однородную группу с малой дисперсией средней частоты вспышек.

Таким образом, на примере звезд — членов Плеяд в интервале герцшпрунговских фотографических величин (14.50—16.95) мы при-

ходим к выводу, что первоначальное наше утверждение о том, что в настоящее время почти *все звезды* Плеяд слабее некоторой величины (примерно $m_{pg} = 14.0$) являются вспыхивающими [1, 9], оказалось далеко не точным. Это был первый грубый вывод, вызванный огромным впечатлением, которое произвела на нас первая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах. Нам тогда казалось, что известные из литературы оценки интегральной массы Плеяд не позволяют идти так далеко, чтобы допустить наличие наряду со вспыхивающими большого числа не вспыхивающих (на данном этапе) слабых звезд.

Очевидно, что существующим в настоящее время наблюдательным данным лучше соответствует представление о быстром возрастании процента вспыхивающих звезд при переходе от некоторой граничной величины m_0 к более слабым звездам.

Поэтому вряд ли теперь можно согласиться с П. Н. Холоповым [16, 17], утверждающим вслед за [9, 1], без дополнительной фактической аргументации, что все звезды в Плеядах, начиная с некоторой граничной величины, являются вспыхивающими.

Теперь задача заключается в том, чтобы каким-либо образом оценить долю не вспыхивающих (на данном этапе) звезд среди более слабых членов Плеяд (например, среди членов, для которых $16.05 < m_{pg} < 17.5$). Этим самым будет проверено предположение о возрастании процента вспыхивающих при переходе к более слабым объектам.

Заметим также, что прав Аро [6], который считает, что найденную нами оценку пограничного блеска $m_v = 13.3$ [1, 9] следует несколько изменить в сторону более ярких звезд. Более того, несомненно, что если мы перейдем к более чувствительным методам наблюдений (например, к фотоэлектрическому), это граничное значение блеска подвергнется еще более сильному изменению.

7. О вспышках с большими и малыми амплитудами. Занимаясь статистикой вспыхивающих звезд и вспышек, выше мы рассматривали все вспышки как один класс событий, не обращая внимание на различия в значениях амплитуд вспышек. Однако представляет интерес провести такое же изучение, разделив вспышки по значениям амплитуд на различные классы. Для начала разделим все вспышки на два класса А и В. В класс А включим все вспышки, для которых амплитуда $\Delta m_{pg} < 2^m$, а в класс В те вспышки, в которых $\Delta m_{pg} \geq 2^m$. Обозначая через n_{kl} числа вспыхивающих звезд, у которых наблюдаются k вспышек класса А и l вспышек класса В, мы можем составить эм-

пирическую таблицу значений n_{ki} и сравнить эту таблицу с различными вычисленными распределениями, вытекающими из тех или иных предположений.

Однако поскольку часть вспышек наблюдалась в ультрафиолете (это в основном вспышки, наблюдаемые Аро и сотрудниками [3—6]), то для приведения их амплитуд к системе фотографических величин следует внести определенные поправки, делая правдоподобные предположений о значении показателя цвета $U-B$ звезды в минимуме и максимуме.

Пробные расчеты показали, что двумерные распределения всех вспыхивающих звезд в Плеядах по значениям наблюдаемых у них чисел больших ($\geq 2^m$) и малых ($< 2^m$) вспышек, полученные при различных разумных предположениях относительно указанных величин $U-B$, отличаются друг от друга незначительно. Поэтому в табл. 6 мы приводим это распределение для одного из рассмотренных нами вариантов $(U-B)_{\min} = 1.0$ и $(U-B)_{\max} = -1.0$.

Таблица 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ПО ЗНАЧЕНИЯМ ЧИСЛА НАБЛЮДЕННЫХ У НИХ ВСПЫШЕК КЛАССОВ А и В

$\begin{matrix} \text{В} \\ \text{А} \end{matrix}$	0	1	2	3	Всего
0	—	92	10	4	106
1	115	14	7	1	137
2	22	4	1	1	28
3	6	2	—	—	8
4	4	1	—	—	5
5	1	—	—	—	1
6	1	—	—	1	2
7	1	—	—	—	1
9	1	—	—	—	1
16	—	—	1	—	1
Всего	151	115	19	7	290

Анализ табл. 6 представляет собой большие трудности, поскольку избирательность наблюдений по разному влияет на разные части этой таблицы.

Так, в первую строку этой таблицы входят те звезды, у которых наблюдались только большие вспышки (всего 106 звезд). В большин-

стве своем это слабые звезды, у которых малые вспышки (класса А) не могли наблюдаться, так как даже в максимуме таких вспышек звезда не выходит на пластинке или дает только одно едва заметное изображение в момент самого максимума. Вместе с тем, среди звезд первой строки есть некоторая примесь более ярких звезд, случайно не имевших за период наблюдений вспышек класса А.

Несмотря на сказанное, сначала пренебрежем указанной неоднородностью статистических данных и в качестве грубого приближения примем, что малые и большие вспышки у всех звезд происходят независимо друг от друга и что звезды составляют однородную пуассоновскую группу с одними и теми же средними частотами тех и других вспышек ν_a и ν_b . Тогда математическое ожидание числа звезд, у которых за время t произошло k вспышек класса А и l вспышек класса В, будет

$$n_{kl} = Ne^{-(\nu_a + \nu_b)t} \frac{(\nu_a t)^k}{k!} \cdot \frac{(\nu_b t)^l}{l!}. \quad (5)$$

Из этой формулы, в частности, следует

$$n_{00} = \frac{n_{01} n_{10}}{n_{11}}. \quad (6)$$

Подставляя сюда из табл. 6 значения $n_{10} = 115$, $n_{01} = 92$, $n_{11} = 14$, получаем для числа звезд, не испытавших ни одной вспышки (ни большой, ни малой), $n_{00} = 755$. А так как полное число всех звезд, наблюдаемых во вспышках, равно 290, то для полного числа всех вспыхивающих звезд получаем

$$N = 1045. \quad (I)$$

Указанный выше эффект неоднородности наблюдательных данных должен несомненно увеличить значение n_{01} по сравнению с истинным за счет уменьшения значения n_{11} . В силу этого полученное значение $n_{00} = 755$ следует считать преувеличенным. Правда, значение n_{10} тоже должно быть несколько преуменьшено, но это не может компенсировать указанное завышение значения n_{00} . Поэтому в рамках сделанных допущений полученное значение N следует считать верхней границей полного числа вспыхивающих звезд. Однако остается открытым вопрос о правильности предположения однородности всей совокупности в смысле малой дисперсии частот вспышек.

Применение формулы типа (6), выведенной для однородной пуассоновской группы, к совокупности, где имеет место значительная дисперсия средних частот, приводит к уменьшению вычисляемого зна-

чения n_{00} , подобно тому, как это происходит в случае одномерного распределения при применении формулы (I). Все это следует иметь в виду при суждениях о значении N .

Используем теперь данные табл. 6, идя другим путем. Зададимся целью определить число звезд, могущих иметь наблюдаемые малые вспышки, но не показавших за период наблюдений таковых. При этом следует использовать числа звезд, имевших, соответственно, по одной и по две малые вспышки, независимо от того, имели эти звезды также большие вспышки, или нет. Это число определяется формулой

$$n'_0 = \frac{\left(\sum_0^{\infty} n_{1i} \right)^2}{2 \sum_0^{\infty} n_{2i}}. \quad (7)$$

Данные для применения (7) берем из последнего столбца табл. 6 и получаем $n'_0 = 335$. Прибавляя сюда полное число звезд, у которых наблюдались малые вспышки (184), получаем для полного числа звезд, способных к наблюдаемым малым вспышкам,

$$N' = 519.$$

Однако часть 335 звезд, могущих показать, но не показавших за время наблюдений ни одной малой вспышки, могла иметь за это время большие вспышки*. Эта часть, несомненно, могла войти в первую строку табл. 6, наряду со слабыми звездами, малые вспышки которых не могли быть наблюдаемы.

Таким образом, каждое число первой строки табл. 6 состоит из двух слагаемых: 1) яркие звезды, малые вспышки которых мы могли бы наблюдать, и 2) слабые звезды, малые вспышки которых мы не могли наблюдать. Обозначим первые слагаемые через n_{01} , а вторые через n_{02} .

Применяя формулу (5), находим

$$v_3 t = \frac{n_{11}}{n_{10}} \simeq 0.12.$$

Зная $N' = 519$ и $v_3 t$, мы легко определим

$$n_{01} = 48, \quad n_{02} = 4.$$

* Это обстоятельство не было учтено нами в препринте настоящей статьи.

Вычитая значения n'_{01} и n'_{02} из соответствующих чисел первой строки табл. 6, получаем

$$n''_{01} = 44, \quad n''_{02} = 6,$$

откуда для числа таких слабых вспыхивающих звезд, которые не показали ни одной большой вспышки, имеем

$$n''_{00} = 161.$$

Прибавляя сюда число слабых звезд, показавших большие вспышки

$$\sum_1^{\infty} n''_{0i} = 54,$$

получаем для полного числа слабых вспыхивающих звезд

$$N'' = 215.$$

Сложив это число с полным числом N' вспыхивающих звезд, могущих показать малые вспышки, окончательно имеем

$$N = N' + N'' = 734. \quad (11)$$

Можно думать, что истинное значение полного числа всех вспыхивающих звезд лежит где-то между значениями (I) и (II), т. е. близко к 900.

Сопоставляя, кроме того, полученные здесь оценки N с результатами раздела 4, приходим к выводу, что *полное число вспыхивающих звезд, доступное для применяемого метода на ныне работающих телескопах, должно быть около одной тысячи.*

Конечно, сверх этого количества должно существовать некоторое число слабых вспыхивающих, имеющих только или почти только малые вспышки.

С другой стороны, следует иметь в виду, что некоторая часть вспыхивающих, наблюдаемых в области Плеяд, может быть звездами переднего и дальнего фона. Но этот вопрос требует особого исследования.

Заметим также, что согласно формуле (5) для отношения частот больших и малых вспышек имеем

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{1}{2} \frac{n_{11}}{n_{20}} \simeq \frac{1}{3}.$$

Таким образом, у звезд, испытывающих как большие, так и малые вспышки, последние происходят в среднем в три раза чаще.

Анализ данных табл. 6 можно было бы построить, исходя также из более общего предположения о существовании двух групп звезд, в которых соотношение между частотами больших и малых вспышек различное. Это может быть оправдано, если особенно учесть результаты раздела 2 настоящей статьи. Однако это целесообразно будет сделать на основе более широкого материала, который, несомненно, будет в нашем распоряжении в ближайшие годы.

8. *О массе скопления Плеяд.* Статистический анализ вспышек, наблюдаемых к настоящему времени в области Плеяд, позволяет уточнить выводы, относящиеся к распространенности и полному числу вспыхивающих звезд в Плеядах, полученные нами ранее [1, 2, 9].

Не вызывает уже сомнения, что прежний вывод о том, что все звезды Плеяд слабее определенной величины являются вспыхивающими, лишь грубо характеризовал истинное положение дел.

На самом деле, как показано выше, среди ярких, герцшпрунговских членов Плеяд имеется значительное число звезд (около половины), которые, по крайней мере на данном этапе, не обладают вспышечной активностью. Вместе с тем, несомненно, что доля звезд, способных производить вспышки различной мощности, сильно растет в сторону низких светимостей.

Возможно, что отсутствие вспышек у некоторых из слабых звезд объясняется циклическим характером вспышечной активности вспыхивающих звезд [2]. Однако, независимо от того, чем оно обусловлено, следует считать, что число звезд, слабее $m_v = 13.3$, не показывающих вспышек, может оказаться по порядку величины сравнимым с полным числом вспыхивающих звезд в Плеядах, которое близко к одной тысяче.

В свете этого заключения и новой оценки числа вспыхивающих звезд встает вопрос о пересмотре нашей оценки интегральной массы Плеяд [1], учитывающей вклад вспыхивающих звезд в эту массу. Наличие наряду со столь большим числом вспыхивающих звезд хотя бы вдвое меньшего количества слабых „невспыхивающих“ звезд в Плеядах должно привести к увеличению нашей оценки, по крайней мере, еще на 100 солнечных масс. Поэтому следует считать, что суммарная масса Плеяд превышает „динамическую“ массу [18] не менее, чем на $200 M_{\odot}$. Причем, как было показано нами [1], существование этих звезд, преимущественно расположенных вне зоны, изученной в смысле собственных движений звезд, не должно сказаться на этих движениях. Следует добавить, что не все вспыхивающие звезды в

Плеядах являются физическими членами скопления Плеяд (согласно [4], доля этих звезд составляет около 20%). Однако учет этого не может изменить сильно нашу оценку суммарной массы Плеяд.

9. *Заключение.* В настоящей статье мы продолжили рассмотрение известных наблюдательных данных о вспыхивающих звездах в Плеядах.

За время, прошедшее после публикации нашей предыдущей статьи [2] этой серии, число известных вспыхивающих звезд в Плеядах возросло более чем на одну треть*, а число наблюдаемых вспышек примерно на одну треть.

Статистическое исследование этих данных полностью подтверждает наш вывод [1, 9] об обилии вспыхивающих звезд в этой системе. Вместе с этим, оно показывает, что не все звезды Плеяд слабее предельной визуальной величины 13.3 являются вспыхивающими, как предполагалось ранее [1, 9]. Не столь важно, что теперь приходится этот предел несколько сместить в сторону высоких светимостей. Более важно то, что среди физических членов Плеяд слабее визуальной величины 13.3 имеется значительное число звезд, которые, по крайней мере за все время наблюдений вспышек у Плеяд, начиная с 1963 г. [3], не обладали способностью производить фотографически наблюдаемые вспышки.

Оказалось также, что, хотя несомненно существует большое разнообразие в значениях средних частот вспышек, однако наблюдательные данные хорошо представляются при допущении наличия двух групп вспыхивающих звезд в Плеядах, отличающихся как по числу, так и по средней частоте вспышек. Одна из них — многочисленная содержит, примерно, на порядок больше звезд и обладает средней частотой вспышек на порядок меньшей, чем другая группа вспыхивающих звезд.

Наконец, большое число „невспыхивающих“ звезд, наряду со вспыхивающими, в Плеядах заставляет пересмотреть оценку интегральной массы Плеяд, в смысле ее увеличения, примерно, на $200 M_{\odot}$ по сравнению с „динамической“ массой, определенной по собственным движениям звезд центральной зоны.

* Когда настоящая статья уже была готова к печати, мы получили препринт работы Л. Пигатто и Л. Розиньо [9] о результатах наблюдений области Плеяд в течение сезона 1971—72 гг. В нем приводятся данные о 29 вспышках, в том числе 14 у новооткрытых вспыхивающих звезд, 4 из которых (№ 83, 98, 104 и 107 [19]) совпадают со звездами, представленными в нашем списке под номерами, соответственно, 279, 296, 271 и 249. Мы не имели возможности включить эти вспышки в нашу статистику. Таким образом, число известных вспыхивающих в Плеядах уже перевалило за 300.

Примечание. В нашу предыдущую статью [2] следует внести следующие исправления: 1. В табл. 3 вместо номера звезды 207 должен быть 205; 2. Координаты звезды № 75: $\alpha(1900) = 3^h 38^m 9^s$, $\delta(1900) = 25^\circ 02'$; 3. Прямое восхождение звезды № 211: $\alpha(1900) = 3^h 45^m 0^s$ и 4. В приложении в списке повторных вспышек исключить вспышку звезды HII 2411 от 9.01.70.

Авторы благодарны Л. Пигатто и Л. Розино за предоставление данных о новооткрытых вспышках в Плеядах, использованных в настоящей работе, до их опубликования.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARE STARS IN PLEIADES. III

V. A. AMBARTSUMIAN, L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN,
H. S. CHAVUSHIAN, L. K. ERASTOVA, E. S. KAZARIAN, G. B. OHANIAN

The results of the observations of stellar flares in the Pleiades region carried out at Byurakan and Asiago, mainly during the seasons 1970—71 and 1971—72 are given. In all 76 new flare stars (Table 1) and 74 repetitions of flares of the known flare stars (Table 2) have been found. Some of these flares have been observed on the plates of the earlier period.

The numeration of flare stars in Pleiades initiated by Haro and taken in previous articles of this series is continued up to the number 297. Six cases of the erroneous repeated numeration of the same flare stars, in the published lists are noticed. Thus the total number of known flare stars in Pleiades region is only 291 and the number of repeated flare-ups is 168. Among them 118 new flare stars and 104 repeated flare-ups (including 14 flares of the star No. 55 = HII 2411 belonging to Hyades) have been found in Byurakan since 1967. 21 flares of them were observed simultaneously by 40-inch and 21-inch Schmidt telescopes.

The enriched observational data on the distribution of the known flare stars according to the number of observed flares can be presented as a superposition of two Poisson's distributions (Table 4), indicating the presence of at least two groups of flare stars: a rich group of low frequency of flares and a small group of stars with high frequency of flares.

The total number of flare stars has been evaluated by two different methods to be near 1000. Our recent conclusion, that among phy-

sical members of the Pleiades fainter than visual magnitude 13.3 there is a considerable number of stars which, at least during all the time of observations of flares in Pleiades since 1963, did not possess the ability to produce photographically observable flare-ups, has been confirmed.

The statistical analysis of the flares having photographic amplitudes larger and correspondingly smaller than 2^m (Table 6) has been carried out. The larger amplitudes meet more frequently on the fainter stars.

The presence of the large number of "non-flare" stars together with flare stars testify, that the total mass of the Pleiades must be larger than its "dynamical" mass, determined by application of the virial theorem to the proper motions of the central region members by about $200 M_{\odot}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян и др., *Астрофизика*, 6, 7, 1970.
2. В. А. Амбарцумян и др., *Астрофизика*, 7, 319, 1971.
3. G. Haro, *Stars and Stellar Systems*, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, 1968, p. 141.
4. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 23, 1969.
5. G. Haro, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 181, 1970.
6. G. Haro, G. Gonzalez, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 191, 1970.
7. L. Rosino et al., *Contr. Asiago Obs.*, No. 69, 1956; No. 125, 1962; No. 127, 1964; No. 189, 1966.
8. L. Pigatto, L. Rosino, *New Flare Stars in the Pleiades Region*, Asiago preprint, 1970.
9. В. А. Амбарцумян, *Звезды, туманности, галактики*, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 283.
10. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, *Colloquium on Variable Stars*, Veroff. Bamberg, 9, No. 100, 98, 1971.
11. L. Binnendijk, *Ann. Leiden Obs.*, 19, No. 2, 1946.
12. G. Haro, E. S. Parsamian, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 41, 1969.
13. E. Hertzsprung, C. Sanders, C. J. Kooreman et al., *Ann. Leiden Obs.*, 19, No. 1a, 1947.
14. E. C. Molina, *Poisson's Exponential Binomial limit*, New York, D. Van Nostrand Company, 1943.
15. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиж, *Астрофизика*, 7, 85, 1971.
16. П. Н. Холопов, *Астрон. цирк.*, № 614, 6, 1971.
17. П. Н. Холопов, *Астрон. ж.*, 48, 962, 1971.
18. B. J. Bok, *Ten Lectures on the Kinematics and Dynamics of our Galaxy*, Stony Brook University, Long Island, 1968, p. 184.
19. L. Pigatto, L. Rosino, *Flare Stars in the Pleiades Region observed during the Fall and Winter 1971—72*, Asiago preprint, 1972.

О ПЕРЕМЕННОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

М. К. БАБАДЖАНИЯНЦ, В. А. ГАГЕН-ТОРН, В. М. ЛЮТЫЙ

Поступила 1 сентября 1972

Сопоставление результатов спектральных, фотометрических и поляризационных наблюдений ядер сейфертовских галактик позволяет заключить, что в ядрах этих галактик имеются малого размера источники синхротронного излучения, ответственные за наблюдаемую переменность оптического излучения и его поляризацию. Причиной переменности, по всей вероятности, является изменение максимальной энергии релятивистских электронов. Эти источники не имеют непосредственного отношения к инфракрасным избыткам, и из-за очень малого размера их излучение испытывает самопоглощение уже на коротких сантиметровых волнах.

В последнее время вопросы нестационарности внегалактических объектов привлекают к себе все большее и большее внимание астрофизиков. У целого ряда квазаров, N-галактик и ядер сейфертовских галактик найдены изменения потока излучения в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. Однако многие детали этих изменений и причины их еще не вполне ясны. В связи с этим нами и было предпринято изучение переменности ядер сейфертовских галактик в оптической области спектра. В основу анализа положены результаты фотометрических наблюдений, полученных в Ленинградском университете (поляризационные данные) и на Южной станции ГАИШ (фотометрические данные).

Известно, что большинство ядер сейфертовских галактик изменяет свой блеск в оптической области спектра [1—3]. Наиболее полные UBV-данные о фотометрической переменности их собраны в работе Лютого [4], который отмечает следующее: а) амплитуда изменений больше при наблюдениях с меньшей диафрагмой, что свидетельствует о переменности именно ядер галактик: б) изменения блеска

сопровождаются изменениями цвета, причем на двуцветной диаграмме точки, соответствующие цветам в максимуме, располагаются в районе прямой, дающей цвета для синхротронных спектров с разными спектральными индексами.

Результаты первых поляриметрических наблюдений ядер сейфертовских галактик [5—7] были обсуждены Домбровским и Гаген-Торном [8], которые связали найденную поляризацию с синхротронным излучением источников малого размера, проявляющих себя в видимой и инфракрасной областях спектра и в коротковолновом радиодиапазоне, но испытывающих самопоглощение на длинных и средних радиоволнах. В дальнейшем Гаген-Торн и Бабаджаниянц [9] обнаружили переменность параметров поляризации у галактик NGC 1275, NGC 4151 и, возможно, NGC 1068; для NGC 4151 переменность поляризации была подтверждена Крушевским [10].

Сопоставление переменности поляризации и блеска может дать новые сведения о природе переменных источников в ядрах сейфертовских галактик. Мы начнем рассмотрение с галактики NGC 4151, для которой имеются наиболее полные данные, позволяющие детально изучить свойства переменного источника, вносящего дополнительный вклад в излучение ядра.

NGC 4151. Прежде всего отметим, что согласно спектральным данным [11] переменный источник дает, в основном, непрерывное излучение. Для выяснения его природы представляет несомненный интерес проверить, существует ли корреляция между переменностью поляризации и блеска. Поскольку большая часть имеющихся поляризационных данных получена в цвете В, сопоставление проводилось для этого цвета. Однако, учитывая наблюдаемую в 1966 г. [7] малую зависимость параметров поляризации от длины волны, мы сочли возможным привлечь к сопоставлению и поляризационные данные, полученные без фильтра и в цвете V. Необходимые сведения собраны в табл. 1. Первый столбец дает период наблюдений, на который были усреднены поляризационные и фотометрические данные. Второй и третий — средние значения параметров поляризации согласно работам [7, 12] (при усреднении менее уверенным наблюдениям 10.VI.69 и 17.VII.69 был придан меньший вес). В четвертом столбце приводятся величины В. Для 1967—69 гг. они выведены по данным работ [4, 12]. Для 1966 г. оценка блеска получена косвенным путем. В ночи 15 и 17 июня 1966 г. непосредственно после проведения поляризационных наблюдений ядра для совершенно других целей были получены оценки яркости ночного неба привязкой к стандартной звезде. Поскольку

наблюдение ядра галактики сопровождалось наблюдением фона неба, мы после введения необходимых поправок смогли получить оценки блеска ядра в цвете В. Из полученных таким образом значений $11^{\text{m}}14$ и $11^{\text{m}}49$ и выведено среднее значение $11^{\text{m}}3$, приведенное в таблице.

Таблица 1

Период наблюдений	p (%)	θ_0	В	F , отн. ед.	F_p , отн. ед.
8—17/VI.1966	1.6	93°	$11^{\text{m}}3$	4.03	0.0648
4—5/VI.1967	1.2	94	11.90	2.33	0.0280
5/II.1968	1.1	86	12.25	1.69	0.0186
10—11/VI.1969	0.4	102	12.39	1.48	0.0059
14—17/VII.1969	0.8	95	12.37	1.51	0.0121
12/VI.1968	—	—	12.82	1.00	—

Из рассмотрения табл. 1 видно, что направление преимущественных колебаний электрического вектора остается неизменным и увеличение блеска сопровождается возрастанием степени поляризации. Это позволяет заключить, что *дополнительное излучение поляризовано* и найти степень его поляризации. Перейдем от звездных величин В к потокам F , приняв за единицу поток, соответствующий минимальному наблюдавшемуся согласно [4] значению блеска $B = 12^{\text{m}}82$ (разумеется, эта единица выбрана произвольно), и по степени поляризации найдем поток поляризованного излучения F_p . Результаты приведены в пятом и шестом столбцах табл. 1 и графически представлены на рис. 1. Вертикальные штрихи соответствуют ошибкам в определении степени поляризации. Видно, что точки вполне удовлетворительно ложатся на прямую, проведение которой способом наименьших квадратов дает

$$F_p = 0.0214 F - 0.0213.$$

Полученное соотношение между F_p и F позволяет сделать два важных заключения. Во-первых, для $F_p = 0$ получаем $F = 1.00$, что соответствует $B = 12^{\text{m}}82$. Иными словами степень поляризации равна 0 как раз при минимальном значении блеска. Во-вторых, то обстоятельство, что точки лежат на прямой линии, означает, что *степень поляризации дополнительного излучения постоянна*. Ясно, что она дается угловым коэффициентом прямой и, следовательно, составляет 2.1 %.

Изучим теперь колориметрические характеристики источника дополнительного излучения, для чего воспользуемся данными работы [4]. Поскольку случайные ошибки в определении блеска могут до-

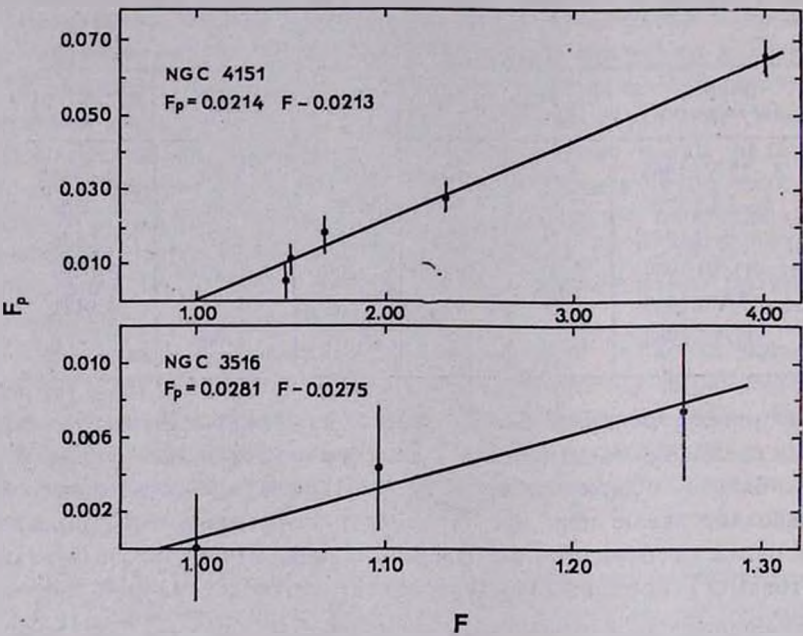


Рис. 1. Корреляция между блеском и степенью поляризации для NGC 4151 и NGC 3516.

вольно сильно повлиять на окончательный результат, мы сочли более разумным использовать не непосредственно наблюдаемые значения, а данные, снятые со сглаженных кривых блеска.

Таблица 2

	m	$F_v, \text{ см}/\mu^2 \cdot \mu$	$(\lg F_v) + 29$	$F_v^{\text{кон}} \text{ см}/\mu^2 \cdot \mu$	$(\lg F_v^{\text{кон}}) + 29$	$\lg v$
U_{max}	11.23	$0.606 \cdot 10^{-27}$	1.783	$0.439 \cdot 10^{-26}$	1.642	14.920
U_{min}	12.63	0.167	1.223			
B_{max}	11.95	0.771	1.888	$0.425 \cdot 10^{-27}$	1.629	14.834
B_{min}	12.82	0.346	1.539			
V_{max}	11.41	1.078	2.032	$0.475 \cdot 10^{-27}$	1.677	14.737
V_{min}	12.04	$0.603 \cdot 10^{-27}$	1.780			

Трехцветные наблюдения позволяют детально изучить распределение энергии в спектре дополнительного излучения. В табл. 2 при-

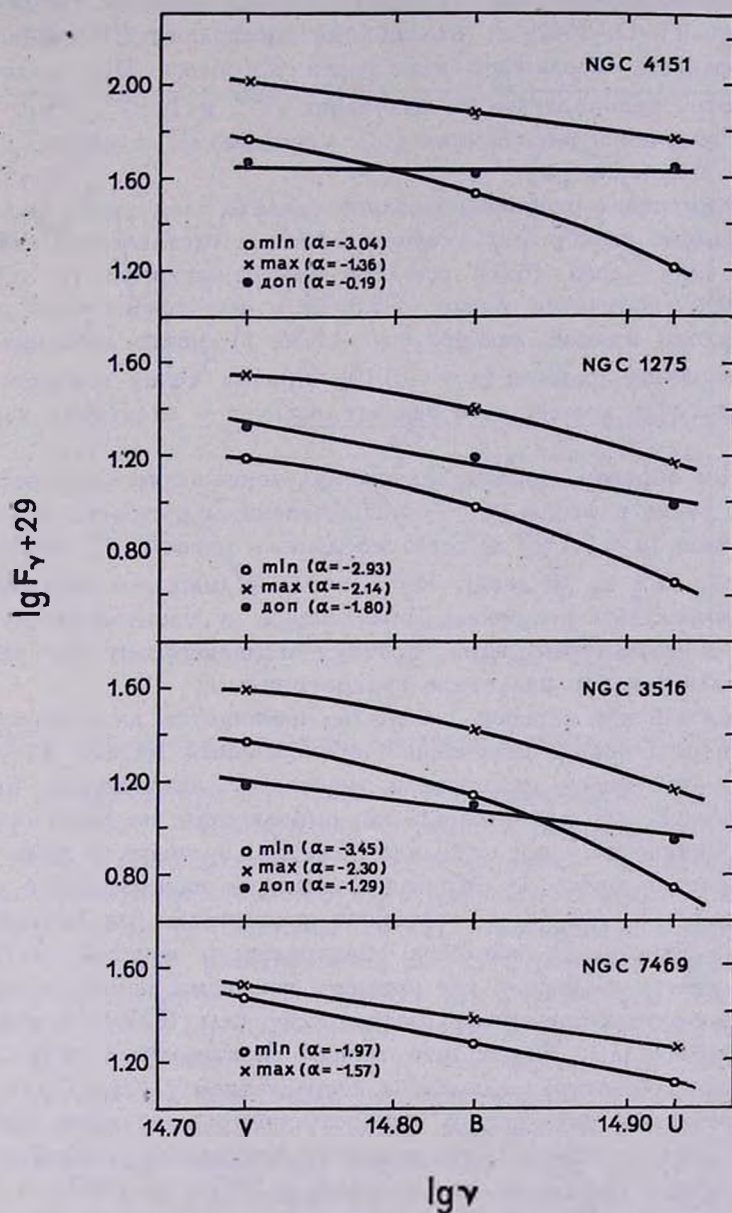


Рис. 2. Спектры ядер галактик в минимуме и максимуме блеска и спектр дополнительного излучения.

водятся значения потоков F_{λ} , $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{ц}$ в минимуме (J. D. 2440020) и максимуме (J. D. 2440972) блеска для диафрагмы 27", найденные с использованием абсолютной калибровки Джонсона [13]; далее $\lg F_{\lambda}$, затем поток дополнительного излучения $F_{\lambda}^{\text{доп}}$ и $\lg F_{\lambda}^{\text{доп}}$. Рис. 2 дает спектры излучения в максимуме (X), минимуме (O) и спектр дополнительного излучения (●).

Рассмотрение рисунка позволяет сделать следующие заключения: а) в минимуме спектр недостаточно хорошо представляется степенным законом; если через точки все-таки провести прямую, то спектральный индекс получится около -3.0 ; б) в максимуме точки располагаются вдоль прямой, дающей $\alpha = -1.36$; в) спектр дополнительного излучения очень плоский ($\alpha = -0.19$), причем точки ложатся на прямую достаточно хорошо, что свидетельствует о степенном характере спектра.

Таким образом, дополнительное излучение является непрерывным, обладает очень плоским ($\alpha = -0.19$) степенным спектром, показывает поляризацию ($p = 2.1\%$) и, согласно данным работы [4], быструю переменность ($0^{\text{м}}6$ за 10 дней). Из известных лишь синхротронный механизм может дать излучение, обладающее в оптическом диапазоне подобными характеристиками, поэтому в дальнейшем мы будем считать дополнительное излучение синхротронным.

Представляет интерес выяснить, изменяется ли основной параметр синхротронного излучения — спектральный индекс α — со временем. С этой целью мы провели вычисления, аналогичные приведенным в табл. 2, для всех наблюдений, выполненных на Южной станции ГАИШ. Результаты представлены на рис. 3 вместе с кривой изменения блеска в цвете U. Кривая изменения спектрального индекса синхротронного источника повторяет практически все детали кривой изменения блеска. Зависимость спектрального индекса от блеска в свете U дается на рис. 4, где разными значками нанесены значения, полученные по наблюдениям разных лет (для 1967 г. использованы данные работы [1]). Видно, что всегда спектральный индекс уменьшается (по абсолютной величине) с возрастанием блеска. Однако свойства источников оптического синхротронного излучения, наблюдавшихся в разные периоды, оказываются несколько различными. Наиболее мощные источники наблюдались в 1967 г. и в 1971 г. В обоих случаях наименьший спектральный индекс составляет около -0.20 . В 1968 г. при меньшем блеске спектральный индекс достиг минимального значения -0.08 . Данные 1968 г. (в минимуме блеска), 1969 и 1970 гг., в общем, систематически не отличаются друг от

друга. Кривая на рис. 4 дает общий ход изменений спектрального индекса с блеском для этих периодов.

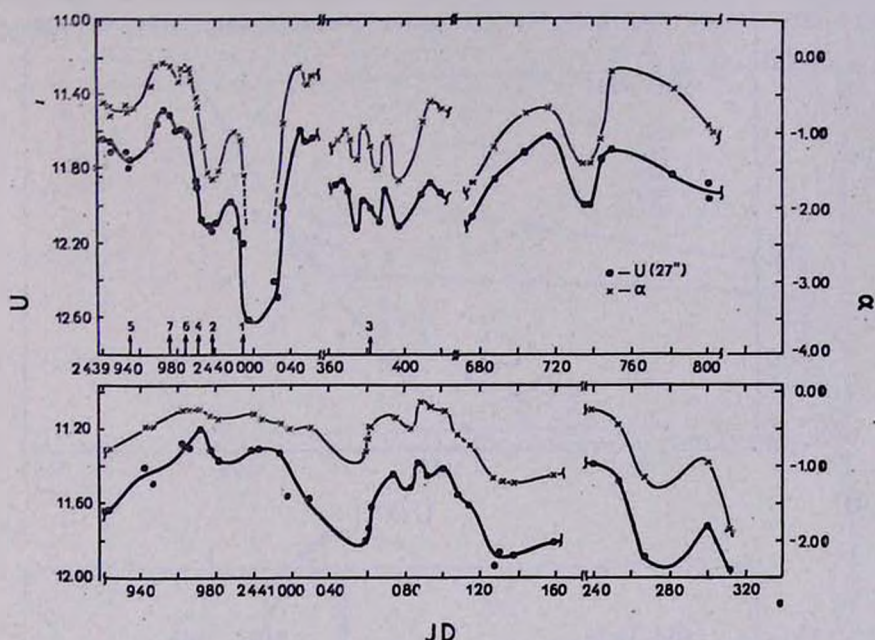


Рис. 3. Изменения спектрального индекса со временем у NGC 4151.

Для выяснения причины указанной переменности нам придется привлечь данные о наблюдениях в радио и инфракрасной областях спектра. Рис. 5 дает радиоспектр ядра галактики в сантиметровом диапазоне длин волн согласно [15] и инфракрасный избыток по [15]. В оптической области нанесены точки, относящиеся к синхротронному излучению для указанных на рис. 3 стрелками моментов времени, соответствующих J. D. 2440015 (1), 2439999 (2), 2440382 (3), 2439991 (4), 2439955 (5), 2439984 (6), 2439976 (7) (1968—69 гг.) и для момента J. D. 2439648 (8) (1967 г.). Мы используем данные для 1968—69 гг., так как для этого периода кривые изменения блеска строятся наиболее уверенно. Данные эти выбраны таким образом, чтобы весь интервал изменения блеска был более или менее равномерно заполнен и чтобы уклонение соответствующих точек от средней кривой на рис. 4 было незначительно. Пунктирная прямая дает экстраполяцию наблюдаемого в сантиметровом диапазоне радиоизлучения на оптическую область. Совершенно очевидно, что, как и для других сейфертовских галактик [8], излучение, наблюдаемое в санти-

метровом диапазоне, не имеет отношения к источнику оптического синхротронного излучения, ответственного за поляризацию.

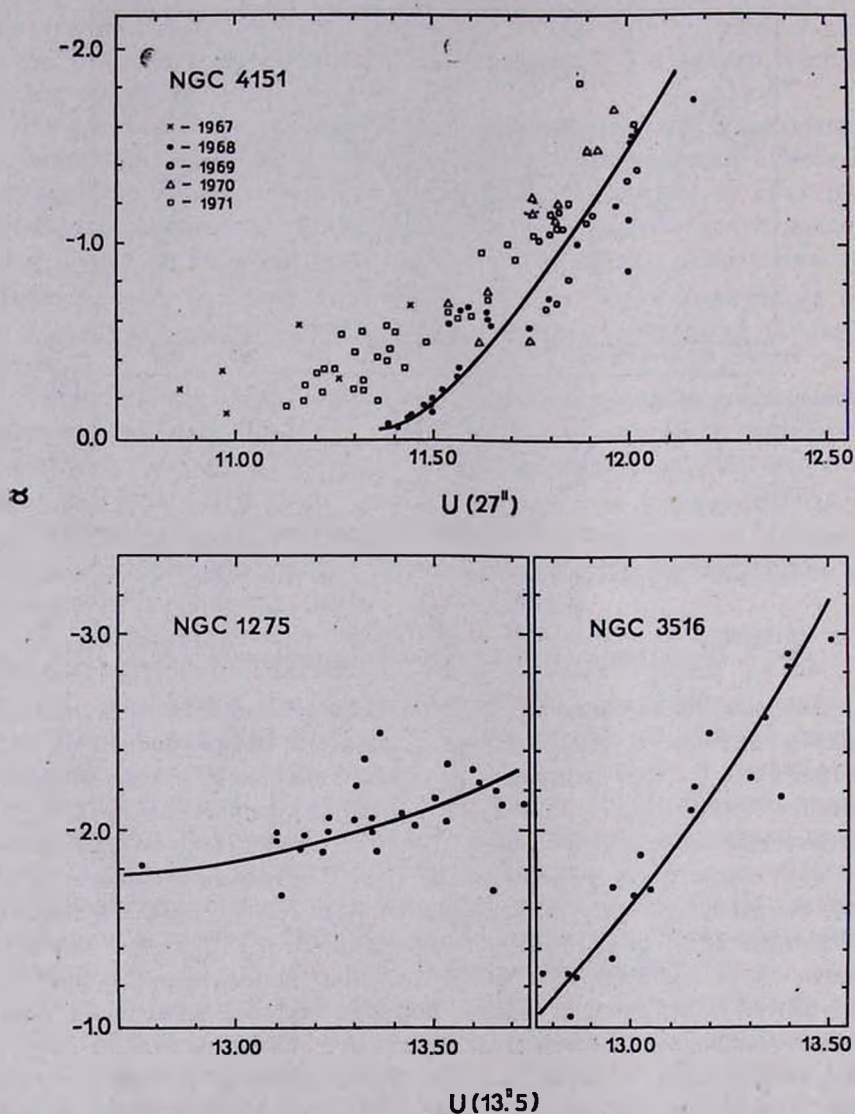


Рис. 4. Зависимость спектрального индекса дополнительного излучения от блеска в цвете U .

Нам понадобятся еще некоторые сведения из теории синхротронного излучения. Мы не будем давать здесь расчет синхротронного спектра, а воспользуемся результатами такого расчета, проведенного

Линдсом и Сандейджем [16]. На рис. 6, взятом из [16], представлены три рассчитанных синхротронных спектра, соответствующих трем значениям критической частоты ν_c ($3 \cdot 10^{14}$ эц, $6 \cdot 10^{14}$ эц, 10^{15} эц) и показателю в распределении электронов по энергиям γ , равному 1.46.

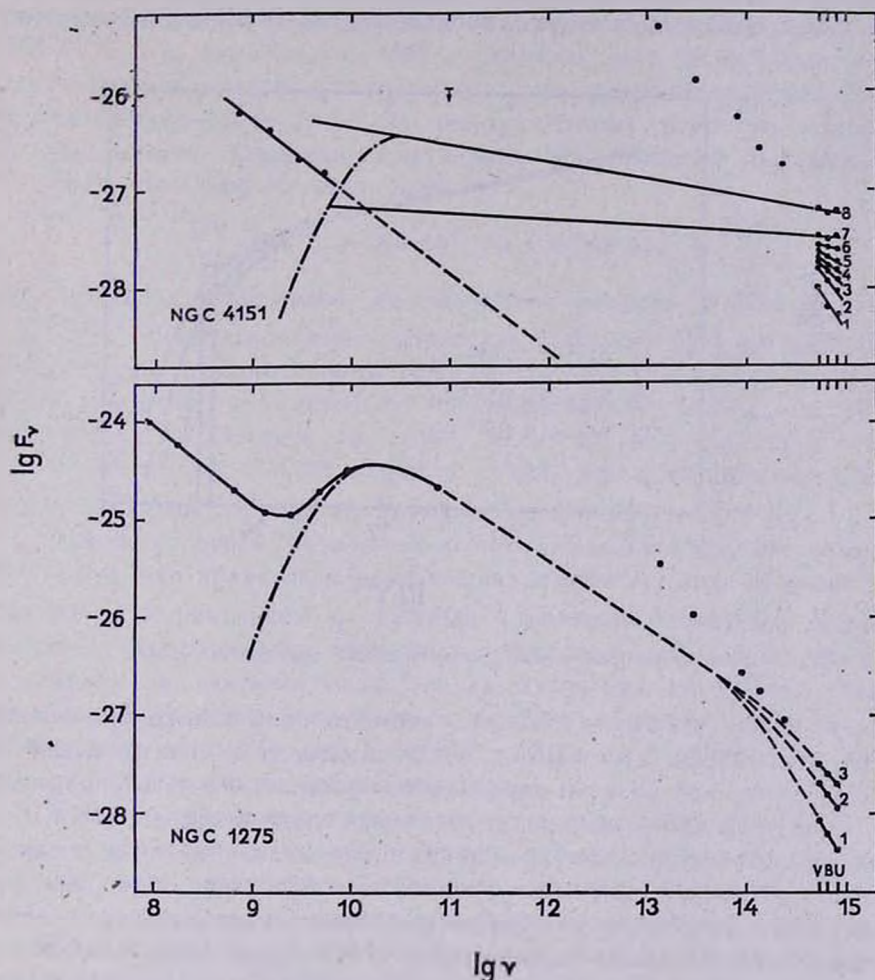


Рис. 5. Радиооптические спектры галактик NGC 4151 и NGC 1275.

ν_c определяется максимальной энергией, доставляемой ансамблем электронов, $\nu_c = \text{const} \cdot H_{\perp} \cdot E_m^2$. Для частот $\nu \ll \nu_c$ наклон спектра определяется только показателем γ и равен $\alpha = -(\gamma - 1)/2 = -0.23$. Для частот же ν одного порядка с ν_c , подбирая значение ν_c , можно получить в интервале частот, соответствующих оптической области, са-
з—735

мые разные значения наклона. Сравнивая рис. 5 и 6, мы приходим к выводу, что найденные нами изменения спектрального индекса могут быть объяснены изменением критической частоты γ_c и, в конечном счете, изменением максимальной энергии электронов E_m . В противном случае мы вынуждены будем считать, что за очень короткое время происходит перераспределение электронов по энергиям,

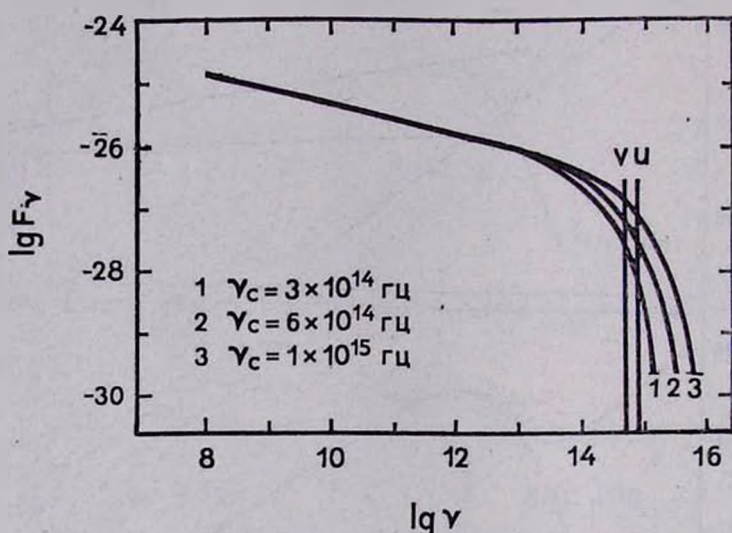


Рис. 6. Теоретические синхротронные спектры по [16].

причем около минимума блеска энергетический спектр оказывается очень крутым (для $\alpha < -1.6$ $\gamma > 4.2$). Далее, если спектральный индекс в оптической области определяется показателем γ , это означает, что γ_c значительно превосходит частоты оптического спектра, и мы должны экстраполировать спектр на более низкие частоты с тем же наклоном, который имеет место в оптической области. Это дает фантастические переменные потоки в области радиочастот, которые должны были бы быть зафиксированы. Нетрудно показать, что отсутствие подобного излучения в радиочастотах нельзя объяснить синхротронным самопоглощением.

Коль скоро изменения спектрального индекса объясняются изменением критической частоты γ_c , мы должны экстраполировать оптическое синхротронное излучение на радиодиапазон с минимальным по абсолютной величине наклоном, наблюдаемым в максимуме блеска. Причем полученные экстраполяцией значения потока будут представлять собой верхнюю границу. Сплошные прямые на рис. 5 дают экс-

траполяцию наблюдаемого в максимумах 1967 и 1968 гг. синхротронного излучения на более низкие частоты. Совершенно очевидно, что изучаемое нами синхротронное излучение не имеет отношения к наблюдаемому у NGC 4151 инфракрасному избытку.

Рассмотрение рис. 5 показывает, с другой стороны, что источники оптического синхротронного излучения, наблюдавшиеся в 1968—69 гг. и, особенно, в 1967 г. должны были бы наблюдаться на сантиметровых волнах. По-видимому, они испытывают самопоглощение, что свидетельствует об их малых угловых размерах. Действительно, оценка размеров, полученная по скорости переменности ($\tau = 10$ суток $= 8.64 \cdot 10^5$ сек), дает

$$R \leq c\tau = 2.5 \cdot 10^{10} \text{ см} = 0.008 \text{ пс},$$

или, принимая расстояние до галактики равным 10 Мпс [17], $6'' \leq \leq 3.2 \cdot 10^{-4}$. Воспользовавшись известной формулой [18], дающей угловые размеры синхротронного источника, испытывающего самопоглощение, и считая, что источник, наблюдавшийся в 1967 г., не будет наблюдаться на частоте $\lg \nu = 9.7$, если $\tau(\nu_1) = 1$ для $\lg \nu_1 = 10.0$, получаем $\lg H/\nu_1^5 \leq -50.04$ и $\lg H \leq -0.04$, что дает правдоподобную оценку величины напряженности магнитного поля $H \leq 0.9$ гс.

Знание углового размера источника позволяет оценить величину H/ν_1^5 . Ясно, что полученная величина напряженности поля H очень чувствительна к изменению ν_1 . Отсюда становится понятным наше замечание о невозможности объяснения синхротронным самопоглощением отсутствия на сантиметровых волнах излучения источников оптического синхротронного излучения с крутым спектром. Для них $\lg \nu_1$ должен быть много больше, чем 10.0, что дает неприемлемые значения для напряженности магнитного поля.

В заключение рассмотрения данных о ядре галактики NGC 4151 сделаем несколько замечаний относительно конфигурации источника синхротронного излучения. Результаты поляризметрических наблюдений показывают, что на протяжении трех лет параметры поляризации излучения синхротронного источника не претерпели существенных изменений ($p \approx 2.1\%$, $\theta_0 \approx 95^\circ$). Поскольку параметры поляризации определяются геометрией источника (направлением скорости электронов и направлением магнитного поля), это означает, что геометрические характеристики источника остались неизменными, что может быть, если мы имеем дело либо с более или менее симметричным выбросом релятивистских частиц, либо с выбросом в каком-то одном определенном направлении. Для того, чтобы выяснить, какой из этих двух

механизмов более вероятен, обратимся к величине степени поляризации. Степень поляризации излучения, даваемого потоком электронов, движущихся в однородном магнитном поле, должна быть почти полной. Наблюдения же дают для значения степени поляризации всего 2%. В случае, если электроны выбрасываются в одном направлении, для появления такой значительной деполяризации необходимо, чтобы они двигались в весьма нерегулярном магнитном поле. Поскольку источник синхротронного излучения имеет малые размеры, возможность переменности этого поля на протяжении трех лет не кажется невероятной. Это могло бы привести к изменениям параметров поляризации.

С другой стороны, если имеет место симметричный выброс, деполяризация может возникать при движении электронов с самыми разными направлениями скоростей в регулярном поле. Например, в случае поля диполя деполяризация будет полной, если ось диполя расположена по лучу зрения. В случае, если поле не обладает центральной симметрией, получается остаточная поляризация, не изменяющаяся со временем. Мы считаем, что эта схема лучше соответствует результатам наблюдений ядра галактики NGC 4151.

NGC 1275. У ядра галактики NGC 1275 так же, как и у NGC 4151, отмечены изменения и блеска, и поляризации, поэтому естественно попытаться выяснить, связаны ли они друг с другом. Все необходимые данные приведены в табл. 3, второй и третий столбцы которой дают параметры поляризации, полученные при наблюдениях с диафрагмой 27" (по [7, 12]), а четвертый — блеск в цвете В для той же диафрагмы [4, 12]. Однако, прежде чем приступить к сопоставлению, необходимо исправить поляризационные данные за эффект межзвездной поляризации, составляющей, согласно [8], 1.1% при позиционном угле 143° (NGC 1275 — единственная из рассматриваемых галактик, расположенная поблизости от Млечного Пути, — галактическая широта ее равняется -12°). Полученные после учета межзвездной поляризации параметры поляризации приведены в пятом и шестом столбцах табл. 3.

Рассмотрение табл. 3 показывает, что направление собственной поляризации излучения ядра изменяется очень сильно, так что трудно ожидать существования корреляции между блеском и степенью поляризации, как это имело место для NGC 4151. Можно отметить, однако, что максимальная степень поляризации достигается при максимальном блеске. Это может служить аргументом в пользу того, что и у галактики NGC 1275 дополнительное излучение поляризовано. Тем

не менее поляризационные данные не позволяют получить независимую оценку минимального блеска, как это было сделано для галактики NGC 4151.

Таблица 3

Дата наблюдения	p (%)	θ_0	B	$P_{\text{собств.}}$ (%)	$\theta_{\text{собств.}}$
4.10.67	2.3	140°	13 ^m 45	1.2	137°
28. 9.68	1.4	155	13.13	0.6	179
14.10.68	2.1	120	12.84	1.5	106
9.10.69	2.1	150	13.12	1.1	157
17.10.69	2.1	140	13.09	1.0	137
13.11.69	2.1	138	13.13	1.0	133
1.11.70	1.6	128	13.20	0.8	108

Обратимся теперь к колориметрическим данным. Табл. 4 и рис. 2 дают спектры ядра галактики NGC 1275 для диафрагмы 13.5 в минимуме и максимуме блеска и спектр дополнительного излучения при максимальном блеске, а рис. 4 — зависимость спектрального индекса дополнительного излучения от блеска в цвете U . Вычисления показали, что потоки дополнительного излучения, найденные по наблюдениям с диафрагмами 13.5 и 27", систематически друг от друга не отличаются, поэтому везде, где это возможно, принималось среднее из двух значений. Независимость потока дополнительного излучения от размера диафрагмы еще раз подчеркивает, что источник переменного излучения локализован в ядре (во всяком случае, размеры его меньше 13.5).

Таблица 4

	m	F_v , $\text{вт/м}^2 \cdot \mu$	$(\lg F_v) + 29$	$F_v^{\text{доп.}}$, $\text{вт/м}^2 \cdot \mu$	$(\lg F_v^{\text{доп.}}) + 29$
U_{max}	12.76	1.48×10^{-28}	1.170	1.01×10^{-28}	1.004
U_{min}	14.04	0.457	0.660		
B_{max}	13.18	2.48	1.394	$1.58 \cdot 10^{-28}$	1.199
B_{min}	14.19	0.978	0.990		
V_{max}	12.59	3.63	1.560	$2.16 \cdot 10^{-28}$	1.334
V_{min}	13.50	1.57×10^{-28}	1.196		

Рассмотрение рис. 2 и 4 показывает, что общий характер изменности ядра галактики NGC 1275 оказывается таким же, как у га-

лактики NGC 4151. Разница состоит в том, что изменения спектрального индекса дополнительного излучения здесь меньше, а абсолютная величина его много больше. Надо иметь в виду, однако, что приведенные нами данные не учитывают возможного существования межзвездного покраснения. Никакими прямыми сведениями о его существовании мы не располагаем, но малая галактическая широта галактики и наличие межзвездной поляризации свидетельствуют о том, что оно имеется.

Поляриметрические данные позволяют, впрочем, получить нижнюю границу для величины межзвездного поглощения. Действительно, учитывая, что максимальное значение отношения степени межзвездной поляризации к визуальному поглощению p_M/A_V равняется 0.06 [19], получаем для $p_M = 1.1\%$, $A_V \geq 0^m4$. Можно думать, что, приняв для A_V значение 0^m4 , мы не ошибемся слишком сильно, поскольку именно в Персее, где находится NGC 1275, отношение степени межзвездной поляризации к поглощению максимально. Для нормального закона покраснения значению $A_V = 0^m4$ соответствует $A_B = 0^m53$ и $A_U = 0^m63$. Ясно, что

$$\lg F'_V = \lg F_V + 0.4 A_V,$$

где $\lg F'_V$ — поток после учета поглощения, и

$$\alpha' \approx \alpha + \frac{0.4(A_U - A_V)}{\lg v_U - \lg v_V} = \alpha + 0.50.$$

Учет межзвездного покраснения приводит к уменьшению абсолютной величины спектрального индекса на 0.5, так что в максимуме он оказывается равным -1.6 , в минимуме -2.4 , а для дополнительного излучения изменяется от -1.3 до -1.8 .

Таким образом, установлены следующие свойства источника дополнительного излучения в ядре галактики NGC 1275: а) он показывает быструю переменность — в цвете U 0^m9 за 12 дней для диафрагмы 13.5 [4]; б) излучение его, по всей вероятности, поляризовано; в) он обладает не слишком крутым степенным спектром. Мы считаем, что, как и в случае NGC 4151, эти свойства источника позволяют сделать заключение о его синхротронной природе.

Однако конфигурация этого источника существенно отличается от той, которую мы имели для галактики NGC 4151. У NGC 1275 наблюдаются изменения плоскости преимущественных колебаний за время порядка двух недель (см. табл. 3). Причиной этих изменений может служить либо изменение направления движения электронов,

либо переменность магнитного поля. Несомненно, изменение направления движения электронов более вероятно. Поляриметрические наблюдения, следовательно, позволяют заключить, что в ядре галактики NGC 1275 происходят выбросы релятивистских частиц в разных направлениях. Эта схема подтверждается и спектральными наблюдениями Бербидж [20], нашедшей, что истечение газа из ядра NGC 1275 происходит в виде струй, направленных в разные стороны.

Теперь становится ясным, почему у NGC 1275 нельзя ожидать полного соответствия между изменениями блеска и степени поляризации. В случае одновременных выбросов, направленных в разные стороны, увеличение блеска может и не сопровождаться увеличением степени поляризации. Что же касается изменений, происшедших за две недели в октябре 1968 г., то легко найти, что они могут быть вызваны появлением дополнительного источника, излучение которого при изменении блеска на 0^m29 должно быть поляризовано на 8.1% при угле преимущественных колебаний 102° .

Сопоставим теперь результаты оптических наблюдений с данными радио и инфракрасных наблюдений. Радиоспектр галактики NGC 1275 представлен на рис 5. Данные для сантиметровых волн взяты из [14], для $\lambda = 3.4$ мм из [21]. Здесь же нанесены результаты инфракрасных наблюдений согласно [15] и исправленные за межзвездное покраснение данные для оптического синхротронного излучения, соответствующие моментам J. D. 2440237 (1), 2440540 (2) и 2440145 (3), для которых точки на рис. 4 расположены поблизости от кривой. Рис. 5 позволяет сделать следующие выводы: а) как и для галактики NGC 4151, оптическое синхротронное излучение вряд ли связано с инфракрасным избытком; б) источник, наблюдаемый на коротких сантиметровых и миллиметровых волнах (и также не связанный с источником инфракрасного излучения), вполне может обусловить оптическое синхротронное излучение (пунктирные линии); как и в случае NGC 4151, переменность оптического излучения может быть объяснена изменением максимальной энергии электронов источника.

Источник синхротронного излучения, наблюдаемый на миллиметровых и коротких сантиметровых волнах, испытывает самопоглощение. Это позволяет оценить величину напряженности магнитного поля в источнике, если есть оценка его угловых размеров. Если оптическое синхротронное излучение связывать с тем же самым источником, его размеры можно оценить по скорости переменности в оптической области спектра.

Можно считать, что характерное время переменности, как и в случае NGC 4151, составляет 10 суток ($\tau = 8.64 \cdot 10^5$ сек). Это дает

$R \leq 0.008$ пс, что для гораздо более удаленной галактики NGC 1275 дает оценку углового размера $\theta \leq 6.4 \cdot 10^{-5}$. Снимая с графика рис. 5 необходимые данные ($\alpha = -0.58$, $\lg v_1 = 10.0$ и $\lg F(v_1) = -24.54$), получаем

$$H \leq 10^{-5} \text{ гс.}$$

Столь малая напряженность магнитного поля в ядре галактики кажется маловероятной. По-видимому, источник, наблюдаемый в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, не имеет непосредственного отношения к источнику оптического синхротронного излучения, который при наличии магнитного поля на миллиметровых волнах не должен быть замечен из-за самопоглощения.

NGC 3516. У галактики NGC 3516 зарегистрированы значительные изменения блеска (в диафрагме $13.5 \text{ } 1^{\text{m}}0$ в цвете U) [4], изменения же поляризации невелики [7, 12] и лишь незначительно превышают ошибки наблюдений. Данные, необходимые для сопоставления изменений параметров поляризации и блеска, приводятся в табл. 5. Видно, что степень поляризации возрастает с увеличением блеска, направление же преимущественных колебаний изменяется мало. Это позволяет построить такой же график зависимости F_p от F , как и для галактики NGC 4151 (см. рис. 1), и найти степень поляризации дополнительного излучения, которая оказывается равной 2.8% .

Таблица 5

Дата наблюдений	p (%)	θ_0	B	F , отн. ед.	F_p , отн. ед.
5—13.6.67	0.0	—	$13^{\text{m}}26$	1.000	0.000
8.6.69	0.4	150°	13.16	1.097	0.00439
5.2.70	0.6	176	13.01	1.259	0.00755

Как видно из рис. 1, точность полученного значения невелика, но по порядку величины оно хорошо совпадает с результатами, полученными для галактики NGC 4151.

Табл. 6 и рис. 2 дают спектры ядра галактики с диафрагмой 13.5 для минимального и максимального наблюдаемого в [4] блеска и спектр дополнительного излучения при максимальном блеске. Как и для NGC 1275, поток дополнительного излучения не зависит от размера диафрагмы, поэтому здесь, а также при построении рис. 4, дающего зависимость спектрального индекса дополнительного излучения от величины U , принято среднее для диафрагм 13.5 и $27''$ значение потока.

Результаты колориметрических наблюдений также показывают, что характер переменности NGC 3516 не отличается от того, что было ранее получено для NGC 4151 и NGC 1275; поэтому можно считать, что и здесь переменность обусловлена изменением максимальной энергии электронов синхротронного источника, локализованного в ядре. Отметим еще, что у ядра NGC 3516 отмечены изменения в эмиссионном спектре, причем для объяснения некоторых деталей приходится допустить существование в ядре источника оптического синхротронного излучения [22].

Таблица 6

	m	F_{ν} , $\text{вт/м}^2 \cdot \text{ц}$	$(\lg F_{\nu}) + 29$	$F_{\nu}^{\text{доп}}$, $\text{вт/м}^2 \cdot \text{ц}$	$(\lg F_{\nu}^{\text{доп}}) + 29$
U_{max}	12.77	0.147×10^{-27}	1.168	0.089×10^{-27}	0.950
U_{min}	13.82	0.056	0.740		
B_{max}	13.13	0.259	1.414	0.125×10^{-27}	1.098
B_{min}	13.83	0.136	1.134		
V_{max}	12.51	0.392	1.593	0.153×10^{-27}	1.185
V_{min}	13.07	0.254×10^{-27}	1.370		

NGC 1068. У этой галактики отмечены лишь незначительные изменения блеска [4], изменения же степени поляризации устанавливаются более уверенно ($p = 1.25\%$, $\theta_0 = 98^\circ$ в октябре 1968 г. и $p = 0.5\%$, $\theta_0 = 104^\circ$ в октябре 1969 г.). Соответствующие значения блеска, согласно [4], составляют $B = 11^{\text{m}}07$ и $B = 11^{\text{m}}16$. Поскольку направление преимущественных колебаний не изменилось, можно попробовать оценить степень поляризации дополнительного излучения. Получаем $p = (\Delta F_p / \Delta F) \cdot 100\% = 9.5\%$. Эта оценка, разумеется, не претендует на точность, однако она удовлетворительно согласуется с результатами Висванатана и Оука [23], которые из сопоставления зависимости поляризации от длины волны с распределением энергии в спектре ядра NGC 1068 нашли $p = 8.1\%$. Поэтому весьма вероятно, что отмеченные в [4] изменения блеска, лишь незначительно превышающие ошибки наблюдений, все-таки реальны.

Наличие выделенного Висванатаном и Оуком [23] нетеплового компонента излучения в ядре галактики NGC 1068 не вызывает сомнения, причем анализ поляризационных данных для инфракрасной области спектра [24, 25] позволяет утверждать, что здесь имеются два отдельных источника. На источник с плоским ($\alpha \approx -0.3$) степенным спектром, наблюдаемый в видимой и ближней инфракрасной области и

показывающий поляризацию около 8%, накладывается дополнительный источник инфракрасного излучения с крутым спектром, ответственный за инфракрасный избыток. Первый источник, по всей вероятности, имеет синхротронную природу и аналогичен источникам, существование которых было нами установлено для рассмотренных ранее галактик. Высокая степень поляризации его излучения, совпадающая по порядку величины с поляризацией излучения источника, вспыхнувшего в октябре 1968 г. в NGC 1275, указывает, возможно, на то, что здесь мы имеем дело с выбросом релятивистских частиц в одном определенном направлении.

NGC 7469. Наблюдения этой галактики несколько отрывочны, но тем не менее некоторые заключения удастся сделать. Согласно [4], максимальное изменение блеска ядра составляет около 0^m5 в цвете U для диафрагмы 13.5, и изменения блеска сопровождаются изменениями цвета. В табл. 7 и на рис. 2 приводятся спектры при максимальном и минимальном наблюдавшемся блеске. В обоих случаях спектр оказывается степенным, причем спектральный индекс уменьшается с увеличением блеска.

Таблица 7

	m	F_{ν} , $\text{вт/м}^2 \cdot \text{мк}$	$(\lg F_{\nu}) + 29$
$U_{\max}$	12.56	0.178×10^{-27}	1.250
$U_{\min}$	12.91	0.129	1.111
$B_{\max}$	13.15	0.254	1.405
$B_{\min}$	13.43	0.196	1.293
$V_{\max}$	12.65	0.343	1.535
$V_{\min}$	12.81	0.296×10^{-27}	1.472

И степенной характер спектров, и значения спектральных индексов (-1.97 и -1.56) — все это очень похоже на то, что было получено для галактики NGC 4151 в максимуме блеска. Если учесть еще, что излучение ядра галактики поляризовано ($p = 0.8\%$, $\theta_0 = 0^\circ$ в октябре 1967 г. и $p = 0.9\%$, $\theta^\circ = 38^\circ$ в сентябре 1968 г. [7, 12]), то, по-видимому, можно считать, что и здесь в ядре галактики имеется источник синхротронного излучения, с переменностью которого и связаны изменения блеска.

Сопоставление поляризационных наблюдений с блеском показывает, что они получены как раз при наименьшем и наибольшем блеске, так что мы вправе ожидать изменений параметров поляризации. Поэтому весьма возможно, что полученное изменение направления пре-

имущественных колебаний реально. В этом случае конфигурация источника синхротронного излучения подобна той, которая установлена для NGC 1275, то есть в ядре NGC 7469 происходят выбросы релятивистских частиц в разных направлениях.

Проведенное здесь рассмотрение с несомненностью устанавливает, что в ядрах сейфертовских галактик действительно имеются небольшие по размерам источники синхротронного излучения, ответственные за наблюдаемую поляризацию оптического излучения и его переменность. Конфигурация этих источников может быть различной (симметричный выброс релятивистских частиц, выброс в одном или разных направлениях), а наиболее вероятный механизм переменности — изменение максимальной энергии электронов. Источники эти, по-видимому, не имеют непосредственного отношения к наблюдаемым у сейфертовских галактик инфракрасным избыткам, и из-за очень малых размеров излучение их испытывает самопоглощение на коротких сантиметровых, а возможно, и на миллиметровых волнах.

Ленинградский государственный
университет
Южная станция ГАИШ

ON THE VARIABILITY OF THE OPTICAL RADIATION OF THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES

M. K. BABADZHANJANTS, V. A. HAGEN-THORN, V. M. LJUTIJ

The data of spectral, photometric and polarimetric observations of the nuclei of Seyfert galaxies lead to the conclusion that in the nuclei of these galaxies there are sources of synchrotron radiation of small sizes. They are responsible for the observed variability of the optical radiation and its polarization. The variability is most probably caused by the changes of maximum energy of relativistic electrons. These sources have no immediate relation to the well-known infrared excesses. Because of the small sizes of the sources their radiation is influenced by self-absorption already in the short *cm* region.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. S. Fitch, A. G. Pacholczyk, R. J. Weymann, Ap. J., 150, L67, 1967.
2. T. G. Barnes, Ap. Lett., 1, 171, 1968.
3. В. М. Лютый, Астрон. цирк., № 620, 1, 1971.
4. В. М. Лютый, Астрон. ж., 49, 930, 1972.
5. M. F. Walker, A. J., 69, 684, 1964.

6. Э. А. Дибай, Н. М. Шаховской, Астрон. цирку., № 375, 1966.
7. В. А. Гаген-Торн, В. А. Домбровский, Астрон. цирку., № 454, 1967.
8. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, Астрофизика, 4, 409, 1968.
9. В. А. Гаген-Торн, М. К. Бабаджаниянц, Астрон. цирку., № 526, 1, 1969.
10. A. Kruszcwski, Acta Astronomica, 21, 311, 1971.
11. H. Smyth, D. Weedman, W. W. Morgan, A. J., 73, 857, 1968.
12. В. А. Домбровский, М. К. Бабаджаниянц, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич, Астрофизика, 7, 417, 1971.
13. H. L. Johnson, Com. LPL, 3, 73, 1965.
14. K. I. Kellermann, I. Pauliny-Toth, A. J., 73, 874, 1963.
15. F. J. Low, D. B. Kleinmann, Ap. J., 159, L165, 1970.
16. C. R. Lynds, A. R. Sandage, Ap. J., 137, 1005, 1963.
17. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, Ap. J., 151, 807, 1968.
18. W. A. Dent, F. T. Haddock, Ap. J., 144, 568, 1966.
19. W. A. Hiltner, Ap. J., Suppl. ser., 1, 389, 1956.
20. М. Е. Бербидж, Нестационарные явления в галактиках. Симпозиум МАС № 29, Изд. АН АрмССР, 1968, стр. 140.
21. E. E. Epstein, W. G. Fogarty, A. J., 73, 879, 1968.
22. S. Souffrin, A. J., 73, 897, 1968.
23. N. Visvanathan, J. B. Oke, A. J., 73, 853, 1968.
24. F. J. Low, D. E. Kleinmann, A. J., 73, 868, 1968.
25. A. Kruszcwski, A. J., 73, 852, 1968.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 8

Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 2 ноября 1972

Приводятся результаты детального спектрального исследования галактики Маркарян 8. Снимки получены на 84" телескопе обсерватории Кит-Пик (США) с помощью спектрографа Линдса с дисперсией около 120 Å/мм. Получены семь спектров различных областей галактики параллельным перемещением щели спектрографа по прямому восхождению. Галактика имеет сложную морфологическую и динамическую структуру. Галактика содержит несколько сверхассоциаций, красные смещения которых заметно отличаются друг от друга. Исследовано поле скоростей в галактике, которое оказалось необычным.

Галактика Маркарян 8 (=IC 2184 = MCG 12-7-41 = VII Zw156) содержится в списке галактик с сильным ультрафиолетовым континуумом [1]. Предварительные данные о спектре этой галактики были приведены в [2].

В настоящей работе приводятся результаты детального спектрального исследования этой галактики.

Маркарян 8 отличается очень интересной и сложной морфологической структурой. На оригинальных пластинках 48" телескопа системы Шмидта обсерваторий Хейл (любезно предоставленных автору дирекцией астрономического отдела Калифорнийского технологического института, за что, пользуясь случаем, автор выражает ей глубокую благодарность) в галактике отчетливо наблюдаются пять сгущений. На рис. 1 схематически представлены эти сгущения.

Галактика представляет собой как бы две слившиеся тесно галактики, ветви которых, почти сливаясь одним концом (сгущения III и V), образуют в проекции на плоскость перпендикулярно к лучу зре-

ния острый угол, стороны которого на расстоянии $10''$ от вершины угла вновь приближаются друг к другу.

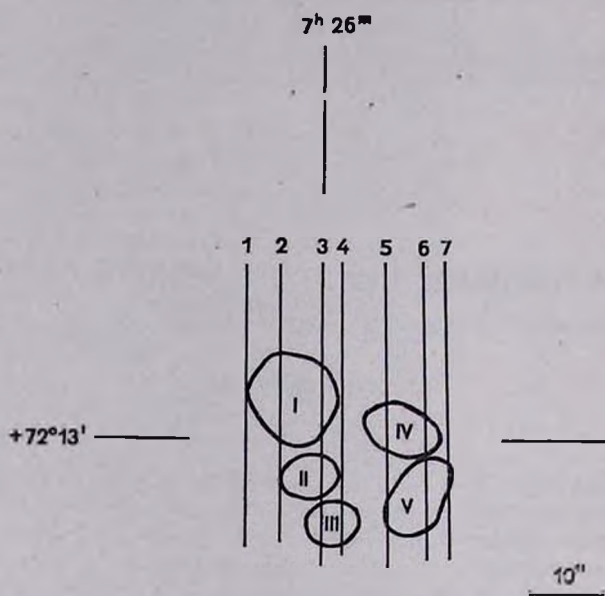


Рис. 1. Схематическая картина Маркаря 8. Сгущения обозначены римскими цифрами. Параллельные линии показывают положение щели спектрографа. Цифры у линий соответствуют номеру снимка.

Восточная ветвь галактики состоит из трех сгущений (I, II, III), расположенных почти точно на одной прямой и имеет длину примерно $25''$, с позиционным углом 20° . Все три сгущения имеют почти сферическую форму и соединены между собой яркими диффузными перемычками. Самая яркая часть этой ветви — сгущение I, расположенное в северной части галактики. Сгущения в западной части галактики (IV и V) несколько удлинены, причем южное из них (V) сильнее, чем северное (IV). Сгущение V вытянуто вдоль позиционного угла 155° и имеет длину примерно $12''$. Сгущение IV несколько вытянуто по направлению к самому яркому сгущению I, при этом оба эти сгущения соединены диффузной перемычкой. Два сгущения западной ветви образуют фигуру, которая по своему виду напоминает дугу, обращенную своей вогнутой стороной к восточной ветви. Как западная, так и восточная ветви погружены в диффузную оболочку, которая на голубых снимках Паломарского обозрения более яркая, чем на красных.

Согласно Цвикки [3], Маркаря 8 — „голубой послеэруптивный квартет, состоящий из двух перемычкообразных и двух сферических

компактных областей с видимой величиной $m_{\text{pg}} = 13.8$. По Б. Е. Маркаryanу — это «гнездо голубых объектов» [1], а по Б. А. Воронцову-Вельяминову — две слившиеся линзовидные галактики [4].

Спектры исследуемой галактики были получены на 84" телескопе обсерватории Кит-Пик (США) с помощью спектрографа Линдса с дисперсией примерно 120 Å/мм. Щель спектрографа, шириной около 2" и длиной примерно 2.5, была направлена вдоль линии Север—Юг. Получены семь спектров различных областей галактики параллельным перемещением щели спектрографа по прямому восхождению каждый раз на разные расстояния, заключенные в интервале 0.5—1.5. Сведения о снимках даны в табл. 1, в первом столбце которой приведены номера негативов, во втором — положение щели спектрографа согласно показанию шкалы прямого восхождения телескопа, в третьем время экспонирования и в последнем — сорт пластинки.

Таблица 1

Номер негатива	Положение щели	Время эксп. (мин)	Сорт пластинки
550a	$7^{\text{h}} 26^{\text{m}} 03.0$	10	II а-О
" b	02.0	"	"
" c	00.5	"	"
" d	00.0	"	"
" e	25 58.7	"	"
" f	57.5	"	"
" g	56.8	"	"

Все семь спектров получены на одной и той же пластинке, одна за другой, в течение полутора часов в ночь с 5 на 6 декабря 1967 года.

На рис. 2 приведена репродукция всех семи спектров галактики, причем первый спектр снизу соответствует тому положению щели, когда в нее попадал лишь восточный край наиболее яркой детали этого объекта — сгущение I. Затем щель перемещалась в сторону уменьшения прямого восхождения. На первых трех спектрах (на рис. 2 — три нижних) на уровне спектра сравнения одновременно получен также спектр звезды (примерно 15.8 величины), расположенной почти точно к северу от сгущения I на расстоянии примерно 5" от нее.

К сожалению, крупномасштабной фотографии этой галактики не имеется, А. Т. Каллоглян [5] получил снимки галактики на 2-х метровом универсальном телескопе Таутенбургской обсерватории

(ГДР) в его шмидтовском фокусе с масштабом 51.3 в одном миллиметре.

Как видно из рис. 2, на всех снимках, кроме первого, видны два спектра, которые отчетливо разделяются и принадлежат, естественно, разным областям галактики. В дальнейшем верхний из спектров (расположенный севернее) будем называть спектром „а“, а нижний (южный) — спектром „в“.

Благодаря тому обстоятельству, что спектр вышеупомянутой звезды получен одновременно с первыми тремя спектрами самой галактики, удалось определить какой из спектров принадлежит какому сгущению. Расстояния между спектром звезды и спектрами „а“ и „в“ для всех положений щели были измерены на микрофотометре ИЗА-2. Результаты этих измерений помещены в табл. 2, где в первом

Таблица 2

РАССТОЯНИЕ СПЕКТРОВ СГУЩЕНИЙ МАРКАРЯН 8 ОТ СПЕКТРА ЗВЕЗДЫ ПО СКЛОНЕНИЮ (В СЕК. ДУГИ)

№ снимка	Расстояние спектра звезды		Δl	Примечания
	от спектра „а“	от спектра „в“		
1	95"			спектр I
2	94	103.5	9.5	спектры I и II
3	95	110.2 эмисс.	15.2	" I и III
		107.2 непр.	12.2	" I и диффузной области между II и III
4	95.2	110	14.8	спектры I и III
5	99	110	11	" IV и V
6	99.7	110.5	10.8	" IV и V
7	99	110	11	" IV и V

столбце помещен номер снимка (считая снизу на рис. 2), во втором и третьем — расстояния от спектра звезды до спектров „а“ и „в“ в угловых секундах, в четвертом — относительное расстояние в секундах дуги между спектрами „а“ и „в“ по склонению и в последнем столбце, в примечаниях, указано, каким сгущениям принадлежат данные спектры. Средние расстояния же по склонению между сгущениями, измеренные по негативам галактики в лучах U и R, полученных А. Т. Каллогляном и любезно предоставленных автору, составляют: между сгущениями I и II — 9", II и III — 6", IV и V — 10", I и IV — 4". Расстояние между вышеупомянутой звездой и сгущением I, как уже отмечалось, составляет примерно 95".

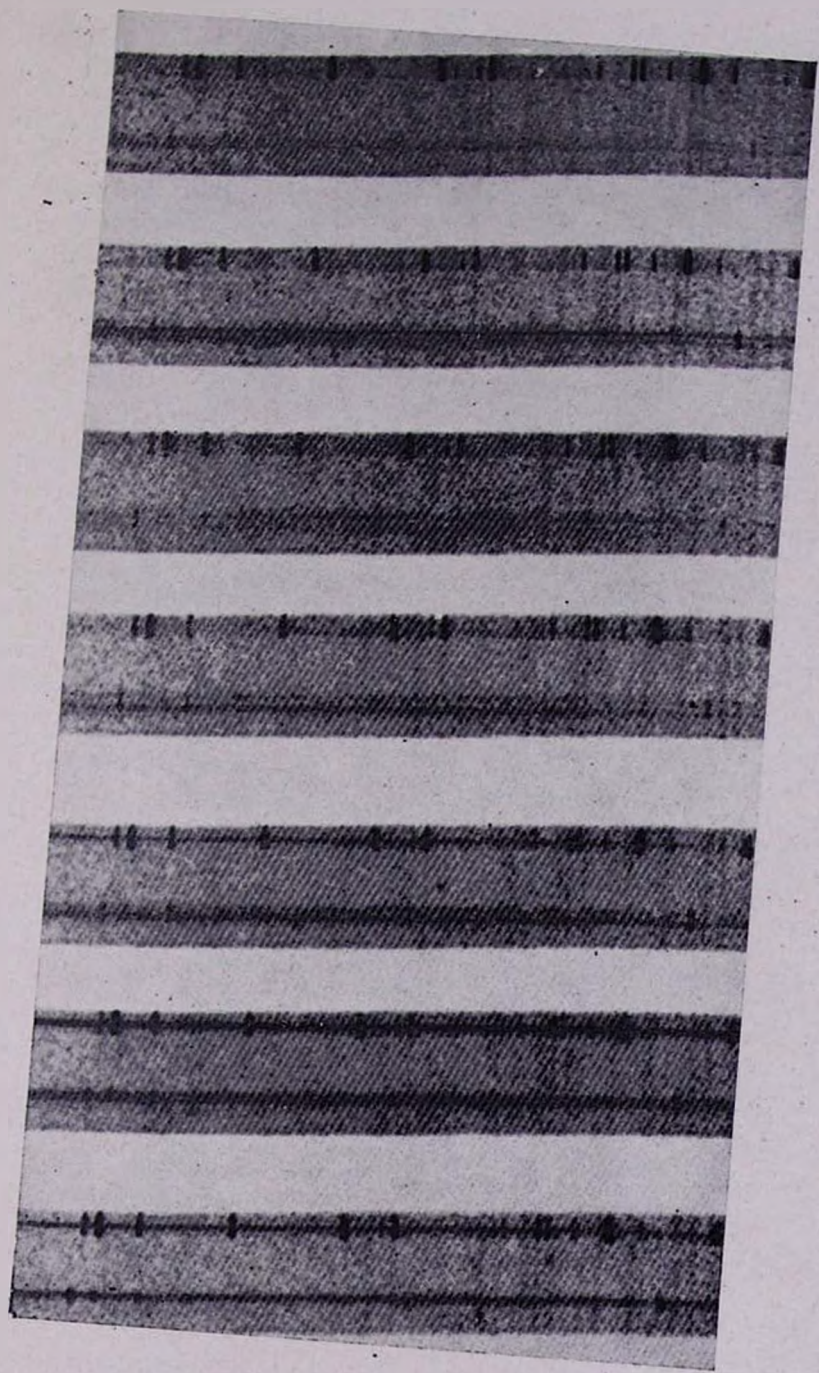


Рис. 2.

Рассмотрение рис. 1 и 2 и табл. 2 приводит к следующим выводам:

1. Спектр сгущения I получен на первых четырех снимках, причем на снимках 2, 3 и 4 — это спектр „а“. На четвертом снимке эмиссионные линии выглядят не как точки, как на первых трех снимках, а имеют диффузный вид и вытянуты вдоль направления Север—Юг настолько, что линии N_1 , N_2 и λ 3727 сливаются с точечными изображениями тех же линий спектра „в“. Это указывает на то, что на четвертом снимке спектр „а“ соответствует спектру диффузной массы, заключенной между сгущениями I и III, ибо спектр „в“ на этом снимке является спектром сгущения III (см. ниже).

2. На снимках 5, 6 и 7 получен спектр сгущения IV (спектр „а“), т. к. его расстояние от спектра звезды составляет $99''$ и соответствует расстоянию от звезды до сгущения IV, и спектр сгущения V (спектр „в“), расстояние которого от звезды составляет $109-110''$, что соответствует расстоянию между спектром звезды и спектром „в“ на этих снимках.

3. Идентичные измерения показывают, что спектры „в“ на снимках 2 и 4 принадлежат, соответственно, сгущениям II и III.

4. На снимке 3 в спектре „в“ эмиссионные линии находятся вне сильного непрерывного спектра, южнее от него. Эмиссионные линии принадлежат сгущению III. Что же касается компоненты с непрерывным спектром, то она принадлежит диффузной области, расположенной между сгущениями II и III на расстоянии примерно $2''$ к югу от сгущения II. Следует отметить, что слабые, но отчетливо выделяющиеся эмиссионные линии N_1 , N_2 и N_3 сгущения II также видны на этом снимке. Они расположены несколько выше непрерывного спектра между спектрами сгущений I и III.

5. Все спектры сгущений Маркарян 8 содержат одни и те же эмиссионные линии водорода, запрещенные линии [O II], [O III] и [Ne III]: N_1 , N_2 , N_3 , N_7 и N_8 , λ 3869, λ 3968 и λ 3727.

Весьма интересную картину показывают красные смещения этих сгущений. Более тонкие измерения показывают, что наблюдается различие, хотя и небольшое, в величинах красных смещений сгущений. С помощью всех наблюдаемых эмиссионных линий измерены средние значения красных смещений на всех семи снимках. Затем для каждого из шести снимков (кроме первого) определена разность красных смещений в спектрах „а“ и „в“. Результаты измерений этих разностей приведены в табл. 3, в которой в первом столбце даны номера снимков, во втором — среднее значение красного смещения ($\bar{z}$) и в последнем — разность красных смещений между спектрами „а“ и „в“ для одного и того же снимка. Как видно из этой таблицы, значения $\bar{z}$ в

спектрах „а“ и „в“ для одного и того же снимка заметно отличаются друг от друга. При этом выявляется следующая интересная особенность: на снимках 2 и 3 величина $\bar{z}$ в спектрах „в“ в среднем больше,

Таблица 3

Номер спектра	$\bar{z}$	Δv (км/сек)
1	0.0104	—
2 а	.0104	— 90
2 в	.0107	
3 а	.0107	— 60
3 в	.0109	
4 а	.0110	0
4 в	.0110	
5 а	.0112	+ 90
5 в	.0109	
6 а	.0110	+ 90
6 в	.0107	
7 а	.0112	+ 120
7 в	.0108	

чем в спектрах „а“, а после 4-го снимка наблюдается обратная картина. Для наглядности на рис. 3 в виде графика приведены данные

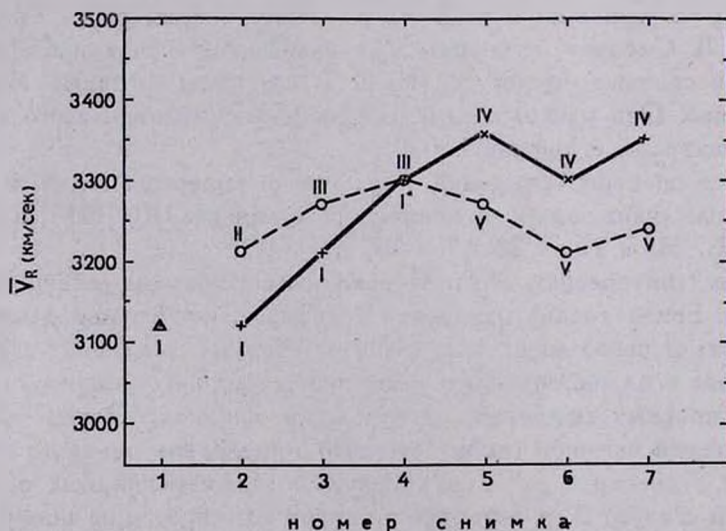


Рис. 3.

табл. 3, где по горизонтальной оси отложены номера снимков, а по вертикальной — значения $\bar{z}$ в км/сек. Римскими цифрами на этом

рисунке обозначены соответствующие сгущения, по спектрам которых определены значения красных сгущений.

Как видно из этого графика:

а) Значения красных смещений в спектрах „в“ (сгущения II, III и V) мало отличаются друг от друга. Правда, сгущение II имеет несколько меньшее значение $\bar{z}$, чем сгущение III.

б) Восточная и западная части сгущения I имеют различные скорости. Хотя эта разница порядка 150 км/сек, она отчетливо наблюдается. Западная часть этого сгущения, обозначенная на рис. 3 символом I*, имеет примерно такую же скорость, что и сгущения III и V.

в) Наиболее высокую скорость имеет сгущение IV, а наименьшую — восточный край сгущения I, причем разница их скоростей более 200 км/сек. Сгущение I имеет при этом отрицательную относительно группы сгущений II, III и V скорость, а сгущение IV — положительную.

Среднее значение красного смещения Маркарян 8, определенное по всем спектрам, равно $\bar{z} = 0.0108$. С учетом поправки на движение Солнца вокруг центра Галактики, равной $\Delta z = +0.0004$, окончательно имеем $\bar{z}_0 = 0.0112 \pm 0.0002$. Следует отметить, что величина z систематически уменьшается при переходе от длинноволновой области спектра к коротковолновой для всех спектров без исключения. Наибольшее красное сгущение имеет линия N_1 , наименьшее — $\lambda 3727$. Возможно, что это является результатом искажения всей спектральной картины вследствие магнитной фокусировки ЭОП-а („S“ — дисторсия).

Обсуждение результатов. Маркарян 8 выделяется среди других исследованных галактик с ультрафиолетовым избытком своими необычными структурными и динамическими особенностями. Она состоит из пяти сгущений, заключенных в диффузную оболочку. Наши спектральные наблюдения подтверждают наличие ультрафиолетового континуума в ней. Как видно из рис. 2, сильный непрерывный спектр сгущений простирается далеко за линию $\lambda 3727$. Кроме того, сама линия $\lambda 3727$ имеет довольно большую интенсивность, превосходящую интенсивность линии $H\beta$, а в некоторых случаях и линию N_1 . В табл. 4 и 5 приведены значения относительных интенсивностей и эквивалентных ширин для всех эмиссионных линий.

При определении интенсивностей линий не учтена спектральная чувствительность прибора, которая должна быть меньше на концах спектра в области N_1 и $\lambda 3727$. Но так как спектральная чувствительность для всех снимков может считаться одинаковой, относительные интенсивности линий на разных снимках могут быть сравнены друг с другом. Как видно из табл. 4, наблюдается некоторое различие в ин-

тенсивностях линий N_1 , N_2 и $H\beta$ между восточной и западной ветвями галактики: в восточной части (сгущения I, II, III) интенсивности линий N_1 , N_2 больше по сравнению с $H\beta$ ($\bar{N}_1 : \bar{N}_2 : H\beta = 2.15 : 1.56 : 1$), чем в западной ($\bar{N}_1 : \bar{N}_2 : H\beta = 1.07 : 0.69 : 1$) (сгущения IV и V).

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В
МАРКАРЯН 8

№	N_1	N_2	$H\beta$	$H\gamma$	$H\delta$	$H\epsilon$	$H\zeta$	$\lambda 3869$ [Ne III]	$\lambda 3727$ [O II]	$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}}$
1	1.82	1.23	1.00	0.56	0.17	0.10	0.06	0.23	1.09	3.05
2a	1.78	1.18	1.00	0.37	0.21	0.12	0.08	0.37	1.33	2.96
2в	2.08	1.00	1.00	0.27				0.62	2.32	3.08
3a	2.21	1.00	1.00	0.43	0.27	0.27		0.39	1.88	3.21
3в	2.62	1.09	1.00	0.46					2.20	3.71
4a	2.12	1.03	1.00	0.33				1.79?	1.97	3.15
4в	2.34	0.97	1.00	0.33					1.20	3.31
5a	1.94	0.78	1.00	0.34	0.17			0.39	1.94	2.72
5в	1.40	0.73	1.00	0.18						2.13
6a	1.36	0.70	1.00	0.25	0.20	0.18			1.59	2.06
6в	2.06	0.95	1.00	0.73	0.25			0.47	2.75	3.01
7a	1.52	0.58	1.00						1.92	2.10
7в	1.13	0.39	1.00	0.49					1.19	1.52

Спектры сгущений в целом напоминают спектры планетарных туманностей, как это наблюдается у многих галактик Маркаряна. По аналогии с планетарными туманностями, спектры сгущений можно классифицировать в зависимости от степени возбуждения. По величине отношения $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ и $I_{3727}/I_{H\beta}$ (см. табл. 4) обе ветви можно отнести к классу, среднему между 3 и 4 (по десятибалльной системе [6—8]), что указывает на сравнительно низкую степень возбуждения в сгущениях. Но, с другой стороны, в их спектрах отчетливо наблюдается линия дважды ионизованного неона [Ne III] $\lambda 3869$, которая в свою очередь указывает на высокую степень возбуждения. Что же касается линий гелия, то они в спектрах сгущений как будто вообще отсутствуют. Сходство сгущений с планетарными туманностями ограничивается наличием лишь ряда эмиссионных линий, типичных для планетарных туманностей. Весьма вероятно, что в сгущениях основную роль играет тот же механизм флуоресценции, что и в планетарных туманностях. Однако сгущения в Маркарян 8 по своим структурным особенностям больше напоминают сверхассоциации, впервые описанные и исследованные В. А. Амбардзьяном и его сотрудниками [9, 10].

Самая яркая из них — сгущение I — по грубым оценкам (по паломарским снимкам) имеет абсолютную фотографическую звездную величину порядка -18 (оценка фотографической величины произведена сотрудницей Бюраканской обсерватории С. Г. Искударян). Остальные сгущения значительно слабее, но по яркости значительно превосходят яркость обычных звездных ассоциаций и также являются сверхассоциациями.

Таблица 5

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
В МАРКАРЯН 8 (В АНГСТРЕМАХ)

№	N ₁	N ₂	N ₃	N ₄	N ₅	λ 3869 [N ₀ III]	λ 3727 [O II]
1	13	8	6	3	1.2	1.8	8
2a	11	6.4	6.1	2	1		9.7
2в	4.7	2.3	2.1	0.4		1.9	5.6
3a	9.5	4.1	4.1	1.6		2.1	9.2
3в	6.6	3.1	2.4	1.2			6.1
4a	6	2.4	3.2	0.7		3.6?	5
4в	7.7	3.2	3.1	1.1			4.9
5a	4.9	1.7	2.6	0.7		0.9	4.2
5в	2	0.8	2				
6a	7.1	3.6	4.3	1.2	1.1		8.4
6в	5.3	2.8	2.6	1.9	0.5	1.2	7.8
7a	3.8	2.3	1.5				4.9
7в	3.7	1.2	3	1.7		1.2	4.2

Как это уже отмечалось выше, восточная и западная ветви Маркарян 8 несколько отличаются друг от друга как по значению относительных интенсивностей эмиссионных линий, так и по величине красного смещения. Из анализа поля скоростей можно заключить, что одним концом (сгущения I и IV) эти ветви расходятся со скоростью примерно $150\text{--}200$ км/сек. Ясно, что это лишь компонента скорости вдоль луча зрения. Полная же скорость расхождения может быть значительно больше. Эти особенности галактики дают основание для предположения, что Маркарян 8 не является одиночным объектом и состоит из двух галактик (как это предполагалось в [4]). Галактики-компоненты могли возникнуть либо одновременно, либо в результате распада одной первоначальной галактики, вследствие большой активности ядра.

Во всех случаях имеется основание предположить, что Маркарян 8 является молодым объектом, поскольку сверхассоциации, определяющие, по-видимому, его морфологическую и динамическую структуру, сами являются молодыми образованиями [9].

По своей морфологической структуре и по необычному полю скоростей Маркарян 8 не является единственной. Галактика Маркарян 7, например, по внешней структуре почти идентична Маркарян 8. К сожалению, детального спектрального исследования этой галактики никем не выполнено. Известная пара галактик NGC 4038—39, подробно исследованная Е. М. и Дж. Р. Бербиджами [11], также имеет необычную морфологическую структуру и необычное поле скоростей, в некоторой степени напоминающие Маркарян 8. Другой галактикой подобного типа, возможно, является NGC 1741, исследованная Ж. де Вокулером [12]. Компонента „А“ этой галактики имеет ряд сгущений, образующих острый угол, подобно Маркарян 8. Спектр ее очень похож на спектр Маркарян 8, причем сильный непрерывный спектр у нее также простирается далеко за линию λ 3727. Однако поле скоростей этой галактики им не исследовано.

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность дирекции обсерватории Кит-Пик за предоставление возможности наблюдать на 84" телескопе и д-ру Р. Линдсу за большую помощь при наблюдениях на его спектрографе.

Выражаю также глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за дискуссию и ценные замечания, Г. Паносяну за помощь при обработке спектров, С. Г. Искусдарян за оценку фотографической величины сгущения I и А. Т. Каллоглянну за предоставление негатива снимка Маркарян 8.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 8

Е. Ү. KHACHIKIAN

The results of detailed spectral investigation of the galaxy Markarian 8 are presented. The spectra have been obtained with 84" telescope of Kitt Peak National Observatory (USA) and Lynd's spectrograph (dispersion about 120 Å/mm). By parallel moving of the spectrograph's slit along right ascension seven spectra of the different parts of galaxy have been taken. The galaxy has a complicated morphological and dynamical structure. It contained five Superassociations with different redshifts. The unusual velocity field in the galaxy is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
3. F. Zwicky, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies VII*, California Institute of Technology, Pasadena, 1968.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов и др. *Морфологический каталог галактик*, т. I, Изд. МГУ, М., 1962.
5. А. Т. Каллооян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
6. T. Page, *Ap. J.*, 96, 78, 1942.
7. L. H. Aller, *Gaseous Nebulae*, London, 1956, p. 66.
8. Г. А. Гурзян, *Планетарные туманности*, М., 1962.
9. В. А. Амбарцумян и др., *Сообщ. Бюраканской обс.*, 33, 3, 1963.
10. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 4, 273, 1968.
11. Е. М. Бэрбидж, Дж. Р. Бэрбидж, *Нестационарные явления в галактиках*, Симпозиум МАС № 29, Ереван, 1968, стр. 415.
12. Ж. де Вокулёр, *Нестационарные явления в галактиках*, Симпозиум МАС № 29, Ереван, 1968, стр. 421.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

К ТЕОРИИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 12 апреля 1972

Дополнительная гравитационная энергия, обусловленная некоторым разбуханием вращающихся белых карликов, порядка $10^{50} (\Omega/\Omega_m)^2 \text{ эрг}$, где Ω — угловая скорость вращения, а Ω_m — ее максимально возможное значение для заданной конфигурации. При постепенном торможении звезда будет сжиматься, и эта энергия выделится во всем объеме в виде тепла. Если Ω не слишком мала по сравнению с Ω_m , то эти запасы энергии в течение времени порядка космогонического могут обеспечить светимости не только порядка солнечной, но даже выше. При $x_0 \leq 1$ и $T_0 \sim 6 \cdot 10^8$ у белого карлика возможна протяженная атмосфера с массой $M \sim 10^{31} \text{ г}$, радиусом $R \sim 0.1 \text{ пс}$ и поверхностной температурой $T_s \approx 685$.

В теории внутреннего строения звезд принято считать, что в белых карликах никаких других заметных внутренних запасов энергии, кроме теплового, не существует. Тепловые запасы приблизительно равны $3 \cdot 10^{39} T$. При температурах $T \sim 10^7$ эта энергия не так уж мала и может обеспечивать светимости порядка 10^{12} эрг/сек в течение нескольких миллионов лет. В работах [1, 2] было показано, что, по всей вероятности, в недрах белых карликов должны существовать также заметные запасы остаточной ядерной энергии, обусловленные превращением средних и тяжелых атомных ядер в наустойчивое ядро, свойства которого определяются граничной энергией вырожденного газа электронов [3]. Эта энергия на один-два порядка может быть больше тепловой и, по-видимому, играет некоторую немаловажную роль в эволюционной истории таких небесных тел. В этой статье обсуждается роль вращения в энергетическом балансе белого карлика. Мы имеем в виду потенциальную энергию деформации, обусловленную вращением. Как будет показано, при достаточно больших угловых скоростях вращения могут возникать значительные запасы этой энергии.

1. Рассмотрим конфигурации белых карликов, принадлежащих устойчивому отрезку кривой зависимости массы M от центральной плотности ρ_0 . Известно [1, 2], что устойчивыми являются только те конфигурации, у которых $\rho_0 \lesssim 10^9$ г/см³. Вращение очень мало изменяет эту границу области устойчивости [3—5]. Обсудим энергетические эффекты, обусловленные вращением, при фиксированном общем числе барионов в звезде. Вследствие вращения небесное тело приобретает не только кинетическую энергию

$$W_r = \frac{I\Omega^2}{2}, \quad (1)$$

(I — момент инерции относительно оси вращения, Ω — угловая скорость), но и вследствие центробежных сил происходит также увеличение внутренней (потенциальной) энергии его. Правда, разбухание, обусловленное центробежными силами, небольшое, но из-за сравнительно малых размеров увеличение гравитационной энергии (энергия деформации) у барионных звезд и белых карликов оказывается значительным, если, конечно, угловые скорости не слишком малы. Из совершенно общих соображений следует ожидать, что этот гравитационный запас энергии W_g , обусловленный вращением, должен превышать энергию (1), но по порядку не может сильно отличаться от нее.

Для того, чтобы иметь более точные данные, нами проводились специальные численные расчеты. Дифференциальные уравнения, определяющие параметры сферических конфигураций, простые. Сравнительно громоздкими являются уравнения для вращающихся конфигураций. Метод расчета последних приведен в работах [4, 5]. Здесь не имеет смысла выписывать все необходимые формулы и повторять ряд рассуждений и объяснений, связанных с ними. Мы приведем лишь окончательные результаты. В табл. 1 x_0 — граничный импульс электронов в единицах $m_e c$; ρ_0 — плотность массы в центре, N — полное число барионов, M — масса, I — момент инерции звезды относительно оси вращения, R — радиус сферической конфигурации. Параметры вращающихся конфигураций рассчитаны для предельного значения угловой скорости $\Omega_m = (GM/R^3)^{1/2}$ (при $\Omega > \Omega_m$ центробежные силы превышают гравитационное притяжение: произойдет истечение вещества на экваториальных широтах). Масса и радиусы были вычислены с относительной точностью 10^{-6} . Для интересующего нас эффекта такая точность была необходима.

Зависимость массы от числа барионов с большой точностью описывается линейным законом

$$M = kN, \quad M_0 = k_0N, \quad \Delta M = \Delta kN. \quad (2)$$

Здесь индекс „нуль“ относится к сферическим конфигурациям. Из данных, приведенных в табл. 1, находим

$$k = 1.6712918 \cdot 10^{-21} \text{ з; } k_0 = 1.6712022 \cdot 10^{-24} \text{ з; } \Delta k = 8.96 \cdot 10^{-29} \text{ з,}$$

следовательно,

$$\Delta M = 8.96 \cdot 10^{-29} N. \quad (3)$$

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ НЕВРАЩАЮЩИХСЯ И ВРАЩАЮЩИХСЯ
УСТОЙЧИВЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

x_0	ρ_0 г/см^{-3}	Невращающиеся звезды			Вращающиеся звезды			
		$10^{-57} N$	$M/M_\odot$	R км	$10^{-57} N$	$M/M_\odot$	$10^{-49} I$ г/см^2	Ω_m
1	$2.403 \cdot 10^6$	0.50866957	0.42746893	8873	0.59458940	0.49968030	12.82	0.196
2	$1.938 \cdot 10^7$	0.88543376	0.74400500	5903	0.99938026	0.83977930	8.862	0.476
4	$1.577 \cdot 10^8$	1.16122955	0.97552748	3747	1.27306221	1.06953187	3.947	1.063
7	$8.661 \cdot 10^8$	1.25375573	1.05292080	2492	1.35024765	1.13404173	1.592	2.042
10	$2.586 \cdot 10^9$	1.25815976	1.056301430	1888	1.34122471	1.12614300	0.8171	3.105

Теперь обратимся к табл. 2. Она составлена, исходя из данных, приведенных в табл. 1, и формул (1) и (3). Численные расчеты параметров белых карликов (см. табл. 1) проводились по теории Эйнштейна, поэтому в разность масс входит как энергия деформации W_s , так и кинетическая энергия вращения W_r , т. е.

$$W_g = \Delta M c^2 - W_r. \quad (4)$$

Как мы видим из табл. 2, $W_g \geq 2W_r$. Для наглядности на рис. 1 приводится также график зависимости отношения W_g/W_r от числа барионов N . Не следует удивляться тому, что у некоторых сравнительно менее плотных конфигураций отношение W_g/W_r оказывается большим, чем это следовало бы ожидать по теореме вириала. По-видимому, причиной этого является то, что потенциальная энергия W_g здесь не имеет вида простой степенной функции, для которой обычно выводится эта теорема.

Переход к угловым скоростям $\Omega < \Omega_m$ совершается очень просто. Задача вращения решена в линейном приближении по малому безразмерному параметру $\beta = \Omega^2 / (8\pi G \rho_0)$. Это означает, что $M = M_0 + \beta M_1$ и, следовательно,

$$\Delta M = \left(\frac{\Omega}{\Omega_m} \right)^2 \Delta M(\Omega_m),$$

$$W_g = \left(\frac{\Omega}{\Omega_m} \right)^2 W_g(\Omega_m). \quad (5)$$

Таблица 2

ЭНЕРГИЯ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ W_g И КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ W_r БЕЛЫХ КАРЛИКОВ, ВРАЩАЮЩИХСЯ С ПРЕДЕЛЬНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТЬЮ Ω_m

$10^{-6} \rho_0$ г/см ³	$10^{-57} N$	$10^{-50} \Delta M c^2$ сп1	$10^{-49} W_r$ сп1	$10^{-49} W_g$ сп1	W_g/W_r
2.403	0.5946	0.4799	0.2462	4.553	18.5
19.38	0.9994	0.8066	1.004	7.062	7.03
157.7	1.273	1.027	2.230	8.045	3.61
866.1	1.350	1.090	3.319	7.577	2.28
2586	1.341	1.082	3.939	6.885	1.75

Таким образом, по табличным данным можно вычислить энергию W_g для любого значения угловой скорости.

2. Как мы видим, быстро вращающиеся белые карлики содержат в себе достаточно большие запасы энергии W_g , обусловленные центробежными силами. Пусть Ω со временем уменьшается, тогда небесное тело будет соответственно сжиматься и, следовательно, в его объеме выделится часть энергии W_g в виде тепла. По-видимому, разумно предположить, что во внутренней части вращение твердотельное. Если это так, тогда кинетическая энергия W_r может израсходоваться лишь в атмосфере звезды, где угловая скорость с удалением от поверхности ее должна убывать, стремясь к нулю на бесконечности. Замедление вращения звезды может произойти благодаря явлениям, происходящим в атмосфере, а именно вследствие трения между различными слоями ее и индуцирования токов в ней, обусловленного дифференциальным вращением. Таким образом, разумно допустить, что эффектами трения в атмосфере определяется скорость израсходования излишних запасов гравитационного источника энергии. Не касаясь пока этого запутанного вопроса, ниже мы даем феноменоло-

гическое рассмотрение, предполагая, что энергия W_g выделяется в недрах звезды в виде тепла с постоянной скоростью в течение определенного промежутка времени τ .

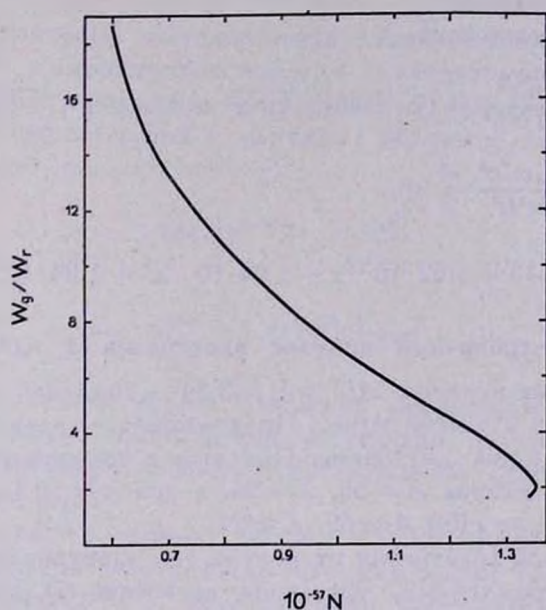


Рис. 1. Отношение потенциальной (энергии деформации) и кинетической энергий вращения как функция числа барионов для стабильной ветви белых карликов.

В проблеме горячих белых карликов исходной является следующая система дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= -\frac{Gmp}{r^2}, \\ \frac{dm}{dr} &= 4\pi\rho r^2, \\ \frac{dL}{dr} &= 4\pi\epsilon\rho r^2, \\ \frac{dT}{dr} &= -\frac{3\chi}{16\pi ac} - \frac{\rho L}{r^2 T^3}, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь r — расстояние от центра звезды, $m(r)$ — масса в сфере с радиусом r , $T(r)$ — температура, $L(r)$ — светимость, $P(r)$ — давление, $\rho(r)$ — плотность массы, $\epsilon\rho$ — энергия, выделяемая в единице объема

в единицу времени, χ — непрозрачность, a — постоянная Стефана-Больцмана. Систему (6) нужно дополнить уравнением состояния, соответствующими выражениями для коэффициента непрозрачности и мощности источников.

Уравнение состояния

$$P = \frac{m_e c^5}{24 \pi^2 \hbar^3} [x(2x^2 - 3) \sqrt{1+x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1+x^2})],$$

$$\rho = \frac{m_n m_e^3 c^3}{3 \pi^2 \hbar^3} \frac{\bar{A}}{Z} x^3, \quad (7)$$

$$\frac{A}{Z} = 2.15 + 1.82 \cdot 10^{-2} x + 1.54 \cdot 10^{-5} x^2 + 1.04 \cdot 10^{-7} x^3,$$

где $x = p_e/m_e c$ — граничный импульс электронов в единицах массы покоя, m_n — масса нуклона, $A/Z = \sqrt{A}/3.54$ — отношение чисел нуклонов и протонов в атомном ядре. Предполагается неустойчивое состояние для вещества „Ае“-фазы. При этом у поверхности, где $x \ll 1$, мы имеем ядра железа $A = 56$, $Z = 26$, а при $x = 10$ (максимум кривой $M(x_0)$, где $x_0 \equiv x(0)$) $A \approx 69$, $Z \approx 29$.

На некотором расстоянии от центра, где электронный газ нельзя уже считать вырожденным, уравнение состояния (7) нужно заменить следующим:

$$P = \left(\frac{\bar{Z}}{A} \right) \frac{k p T}{m_p} + \frac{a T^4}{3} \quad (8)$$

У самой поверхности можно допустить также существование ядер с разными A и Z , поэтому в (8) входит среднее значение $\bar{A}/Z$. Расстояние, где следует произвести замену уравнений состояния, приблизительно определяется условием равенства давления вырожденного нерелятивистского электронного газа

$$P \approx 3.14 \cdot 10^{13} \rho^{5/3}$$

первому слагаемому (8), при этом давление излучения оказывается достаточно малым, поэтому оно не учитывается. Эта процедура приводит к следующему уравнению, определяющему границу раздела между внутренним вырожденным ядром и невырожденной оболочкой звезды:

$$\rho \approx 4.8 \cdot 10^{-6} T^{3/2}. \quad (9)$$

Непрозрачность

$$\chi = \frac{\chi_e \chi_r}{\chi_e + \chi_r}, \quad (10)$$

где χ_e — непрозрачность, обусловленная теплопроводностью (она является основной в вырожденном ядре), χ_r — непрозрачность, обусловленная различными процессами поглощения и рассеяния излучения (она становится существенной в наружных областях звезды, где вырождение неполное или отсутствует):

$$\chi_e = 3.844 \cdot 10^{-18} T^2 \frac{1 + x^2}{x^6},$$

$$\chi_r = 0.19 + 1.4 \cdot 10^{25} \frac{V_p}{T^{3.5}}.$$

В последнем выражении первое слагаемое представляет непрозрачность, обусловленную томсоновским рассеянием излучения на электронах, а второе — непрозрачность, обусловленную „свободно-свободными“ переходами [6].

Теперь перейдем к вопросу об источниках внутренней энергии. Как уже было сказано выше, здесь нас интересует только избыток гравитационной энергии W_g , обусловленный центробежными силами. Для корректного решения вопроса скорости выделения этой энергии в объеме звезды необходимо подробно исследовать все механизмы трения, приводящие к торможению вращения. Эта проблема сложная. Пока мы ставим перед собою более скромную задачу: произвести упрощенное феноменологическое рассмотрение возможных космологических следствий, связанных с энергией W_g . Так, зададим некоторое среднее космологическое время τ , предполагая, что за этот промежуток гравитационный запас энергии W_g расходуется приблизительно равномерно. Далее разумно допустить, что энергия W_g в объеме звезды распределена по закону $C \rho \Omega^2 r^2$, где C — коэффициент пропорциональности,

$$\epsilon \rho = \frac{C}{\tau} \rho \Omega^2 r^2.$$

Из очевидного условия

$$W_g = \int \epsilon \rho dV$$

находим

$$\varepsilon\rho = \frac{W_g}{2\tau W_r} \rho \Omega^2 r^3 = \frac{8\pi G\rho_0}{2\tau} \frac{W_g}{W_r}, \quad (11)$$

где $\beta = \Omega^2/(8\pi G\rho_0)$ — известный безразмерный параметр, фигурирующий в теории вращения.

Строго говоря, взамен (6) нужно было написать соответствующие уравнения для вращающихся конфигураций. Однако, учитывая то обстоятельство, что отклонения распределения масс от сферической симметрии невелики (так, при $\rho_0 \approx 10^8$ г/см³ мы имеем следующую картину: $(R - R_p)/R \approx 0.09$; $(R_e - R)/R \approx 0.2$, где R_p и R_e — полярный и экваториальный радиусы, а R — радиус соответствующей сферической конфигурации), мы можем при вычислении светимости и распределении температур не усложнять задачу, довольствуясь сферическим приближением. Следует оговориться также относительно временной зависимости угловой скорости. По сути дела, здесь мы имеем дело с эволюционной задачей. Нам следовало бы задавать также закон изменения Ω со временем. Однако наше качественное рассмотрение не нуждается в этом. В самом деле, достаточно и половины энергии для того, чтобы обеспечить нужную светимость в течение времен порядка космогонических, при этом в конце Ω уменьшится не более, чем в 1.5 раза. При строгом подходе нужно, конечно, учитывать также изменение Ω . Это можно сделать, например, решая систему (6) для ряда последовательных значений Ω . Ниже мы увидим, что из результатов наших расчетов можно получить также некоторые сведения о светимости и температурном градиенте для разных значений Ω (см. формулы (19) и (20)).

3. Перейдем теперь к вопросу об интегрировании системы уравнений (6). Казалось бы, с этой целью стоит только задать время τ , определяющее среднюю скорость выделения запасов внутренней энергии и значения функций в центре конфигураций,

$$P(0) = P_0, \quad m(0) = 0, \quad L(0) = 0, \quad T(0) = T_0. \quad (12)$$

Таким образом, создается впечатление, что мы имеем дело с задачей Коши. На самом деле это не так. Задавая значение параметра τ , мы тем самым задаем и светимость звезды L . Но весь вопрос в том, что мы не имеем права произвольным образом задавать значения параметров L и T_0 , поскольку из совершенно общих соображений (вспомним хотя бы теорию теплопроводности) очевидно, что между этими величинами должна существовать определенная связь (см. ниже).

Разумеется, эта связь может быть получена после завершения интегрирования системы (6), поэтому мы должны найти другой критерий, позволяющий при заданном τ из бесконечного множества возможных значений T_0 выбирать то единственное, которое является истинным, т. е. соответствующим выбранному значению светимости.

Рассмотрим систему (6) в наружной области звезды, где масса и светимость практически достигают насыщения. Разделим первое уравнение этой системы на последнее

$$\frac{dP}{dT} = \frac{16 \pi a c G}{3\chi} \frac{M}{L} T^3. \quad (13)$$

Интегрируем это уравнение для случаев, когда непрозрачность определяется томсоновским рассеянием ($\chi_r = 0.19$), или „свободно-свободными“ переходами ($\chi_r = 1.4 \cdot 10^{25} \sqrt{\rho} T^{-3.5}$), считая при этом M и L постоянными. Мы рассматриваем эти случаи, так как непрозрачность в оболочке звезды определяется именно ими. Случай, когда оба эти процесса одинаково важны, мало будет отличаться от первого из них. Подставляя в (13) значения χ и используя уравнение состояния $P = (\overline{Z/m_p A}) k T$, находим

$$P = \begin{cases} C_1 \frac{M}{L} T^4, & \text{при } \chi = 0.19, \\ C_2 \left(\frac{M}{L} T^3 \right)^{2/3}, & \text{при } \chi = \chi_{ff} = 1.4 \cdot 10^{25} \sqrt{\rho} T^{-3.5}, \end{cases} \quad (14)$$

где

$$C_1 = \frac{4 \pi a c G}{3\chi} = 3.33 \cdot 10^{-10},$$

$$C_2 = \left(\frac{3 \pi a c G}{4.2 \cdot 10^{25}} \right)^{2/3} \left(\frac{k \overline{Z}}{m_p A} \right) = 1.42 \cdot 10^{-21} \left(\frac{\overline{Z}}{A} \right)^{1/3}.$$

В обоих случаях постоянная интегрирования предполагается равной нулю, поскольку когда $T \rightarrow 0$, то и $P \rightarrow 0$.

При произвольном задании значений параметра τ (т. е. светимости L) и температуры в центре, очевидно, соотношение (14) не будет выполняться. Итак, фактически мы имеем дело с краевой задачей: путем пробных интегрирований мы должны найти то значение T_0 при заданном τ , для которого это соотношение выполняется. Численное интегрирование проводилось от центра к поверхности до наступления насыщения массы и светимости. Затем, после выполнения соотношения (14), проводилось повторное контрольное интегрирование

от поверхности к центру, и результат считался окончательным, если при этом масса $m(r)$ и светимость $L(r)$ обращались в нуль (разумеется, с определенной точностью).

У наиболее плотных конфигураций ($x \geq 2$) насыщение достигалось до снятия вырождения, а у менее плотных оно переходило границу раздела между вырожденным ядром и невырожденной оболочкой. В области расстояний, на которых масса и светимость практически остаются постоянными, уравнения (6) допускают аналитическое интегрирование.

Из (14), учитывая уравнение состояния, в котором опущено давление излучения, находим

$$\rho = \begin{cases} C_1 \frac{m_p}{k} \left(\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right) \frac{M}{L} T^3, & \text{при } \lambda = 0.19, \\ C_2 \frac{m_p}{k} \left(\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right) \left(\frac{M}{L} \right)^{2/3} T^{13/3}, & \text{при } \lambda = \lambda_{ff}. \end{cases} \quad (15)$$

Для большинства моделей давление излучения мало и лишь у самой поверхности некоторых конфигураций становится сравнимым с давлением вещества. Только у двух моделей с $x_0 = 2$, $L = 1.47 \cdot 10^{35}$ эрг/сек и $L = 1.04 \cdot 10^{35}$ эрг/сек на самой поверхности давление излучения несколько превышает давление вещества.

Подставим эти выражения плотности в последнее уравнение системы (6) и проинтегрируем его:

$$T(r) = \begin{cases} T(R_1) - C_3 \left(1 - \frac{R_1}{r} \right), & \text{при } \lambda = 0.19 \\ T(R_1) - 0.75 C_3 \left(1 - \frac{R_1}{r} \right), & \text{при } \lambda = \lambda_{ff}, \end{cases} \quad (16)$$

где

$$C_3 = \frac{G m_p}{4k} \left(\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right) \frac{M}{R_1} = 2.02 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right) \frac{M}{R_1}.$$

Поверхность звезды определяется условием

$$L = 4\pi R_2^2 T^4. \quad (17)$$

Подставляя сюда выражение температуры из (16) и значение светимости L , получаем уравнение для радиуса звезды R_2 .

В табл. 3 приведены основные данные, характеризующие рассчитанные нами модели белых карликов. Из табличных данных сле-

МОДЕЛИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ГОРЯЧИХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

x_0	$M/M_\odot$	$10^{-7} T_0$	$10^{-33} L$ (эрг сек $^{-1}$)	$10^{-9} \tau$ (лет)	$10^{-8} R_1$ (см)	$10^{-7} T_1$	$10^{-3} \rho (R_1)$ (г см $^{-3}$)	$\gamma (R_1)$ (г $^{-1}$ см 2)	$10^{-8} R_2$ (см)	$10^{-5} T_c$	λ_m (А)
10	1.066	62.06	36.5	0.0666	1.879	6.87	28.4	1.06	1.880	1.95	149
10	"	43.96	15.2	0.160	1.882	5.58	20.6	1.72	1.891	1.56	186
10	"	14.29	0.857	2.84	1.884	2.84	7.15	16.4	1.888	0.762	381
10	"	8.271	0.200	12.1	1.889	2.02	4.14	23.3	1.892	0.529	548
10	"	2.066	0.00523	465	1.893	0.855	1.19	204	1.895	0.213	1360
7	1.061	55.10	32.4	0.0818	2.472	6.68	25.8	1.10	2.491	1.645	176
7	"	38.74	13.6	0.195	2.476	5.45	20.6	1.85	2.491	1.324	219
7	"	16.36	1.04	2.49	2.482	2.98	7.82	10.2	2.490	0.696	417
7	"	7.274	0.155	17.2	2.491	1.90	3.94	27.6	2.496	0.432	671
7	"	1.322	0.00161	1640	2.496	0.649	0.784	382	2.498	0.138	2101
4	0.982	57.90	70.0	0.0401	3.678	8.16	36.8	0.723	3.734	1.629	178
4	"	42.50	32.3	0.0870	3.689	6.80	28.0	1.08	3.736	1.342	216
4	"	16.89	1.78	1.58	3.722	3.44	9.83	5.86	3.746	0.649	447
4	"	7.450	0.178	15.8	3.736	2.00	4.36	24.4	3.750	0.365	795
4	"	4.990	0.0593	47.3	3.741	1.54	2.84	47.1	3.752	0.277	1050
2	0.746	53.77	147	0.0177	5.617	10.4	50.6	0.460	5.846	1.567	185
2	"	50.38	104	0.0251	5.641	9.56	44.5	0.533	5.852	1.436	202
2	"	24.16	7.10	0.370	5.771	5.08	17.2	2.13	5.887	0.732	396
2	"	18.19	3.00	0.876	5.800	4.15	12.7	3.56	5.895	0.590	492
2	"	4.260	0.0268	98.3	5.885	1.37	2.4	64.8	5.917	0.181	1602
1	0.477	60.00	2750	0.001	15.40	5.89	0.667	0.19	19.63	1.778	163
1	0.449	54.42	1570	0.00139	13.40	2.52	0.080	0.19	14.60	1.792	162
1	0.418	23.41	29.8	0.0586	8.001	8.13	34.9	0.725	8.677	0.863	336
1	"	8.986	0.02211	8.19	8.601	2.55	6.14	12.7	8.832	0.141	2057
1	"	3.005	0.00925	195	8.761	1.21	2.01	87.6	8.872	0.113	2566

Примечания к таблице: x_0 — граничный импульс электронов в единицах $m_e c$ в центре конфигурации, M — масса, T_0 — температура в центре, L — светимость, τ — среднее время выделения энергии, R — радиус, γ — непрозрачность, величины с индексом „1“ относятся к поверхности, на которой масса и светимость достигают насыщения (с точностью до 4 знаков), для конфигураций с $x_0 \geq 2$ в качестве γ ее выбрана поверхность, где γ обращается в бесконечность, T_c — поверхностная температура, λ_m — длина волны, соответствующая максимуму планковского излучения, $R_2 \equiv R_c$.

дует, что светимость связана с температурой в центре конфигурации соотношением

$$L_{30} = CT_7^n, \quad (18)$$

где L_{30} — светимость в единицах 10^{30} эрг/сек, а T_7 — температура в единицах 10^7 °К. Для конфигураций с заданным значением x_0 (для $x_0 \geq 2$) C и n постоянны, а при изменении плотности в центре они медленно меняются. Зависимость C и n от параметра x_0 дана на рис. 2.

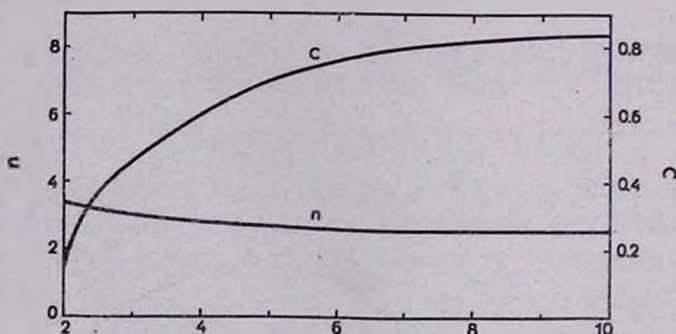


Рис. 2. Зависимости показателя n и коэффициента пропорциональности C в формуле $L_{30} = CT_7^n$ от параметра x_0 — граничного импульса электронов в единицах $m\epsilon c$.

Отметим, что табличные данные содержат в себе значительно больше информации, чем кажется на первый взгляд. Причиной этого является то, что система уравнений (6) инвариантна относительно таких изменений Ω , L и τ , для которых

$$\frac{\Omega^2}{\tau} = \text{const}, \quad (19)$$

$$L\tau = \text{const}. \quad (20)$$

Табл. 3 получена для случая, когда конфигурации вращаются с угловой скоростью $\Omega = \Omega_m$. Из (19) следует, что те же самые светимости получаются и для меньших значений Ω , если соответственно уменьшить продолжительность τ . Смысл второго инварианта очевиден. Он означает, что при заданных запасах внутренней энергии (т. е. при заданном Ω) светимость пропорциональна скорости выделения энергии.

Для конфигураций, у которых $M \sim L$, $T_* \sim 10^5$, из (15) следует, что плотность $\rho \sim 10^{-7}$ г/см³. За этой поверхностью плотность вещества очень быстро падает и на расстоянии

$$\Delta R = \frac{T_* R_2}{0.75 C_s} \approx 3450 \frac{M_\odot}{M} \frac{T_*}{10^5} \left(\frac{R_2}{10^8} \right)^2 \quad (21)$$

обращается в нуль. Фактически ΔR представляет собой высоту атмосферы. Легко убедиться в том, что оптическая толщина этого слоя приблизительно равна $2/3$, как и следовало ожидать. В случае, когда непрозрачность определяется томсоновским рассеянием, толщина атмосферы будет в 1.33 раза меньше.

4. Можно допустить также наличие атмосферы, состоящей из водорода. Тогда, как легко заметить из (21), у всех моделей, за исключением моделей с $x_0 \leq 1$ и $T_0 \sim 6 \cdot 10^8$, высота атмосферы будет в $A/Z = 2.154$ раза больше по сравнению с атмосферой, состоящей из железа. Протяженную атмосферу при $x_0 \geq 1$ можно было получить, если допустить, что $T_0 \gtrsim 10^9$, но, по-видимому, такие температуры невозможны из-за катастрофических нейтринных потерь. Имеется возможность построить модели с протяженной атмосферой при умеренных температурах T_0 лишь для конфигураций с $x_0 \leq 1$. Такие модели нами пока не рассчитаны, кроме одной ($x_0 = 1$, $T_0 = 6 \cdot 10^8$), на которой следует особо остановиться.

В случае атмосферы, состоящей из водорода, имеем следующее решение [7]:

$$\begin{aligned} P &= \frac{4\pi acG}{3\%} \frac{M}{L} T^4, & \rho &= \frac{am_p \varepsilon}{6k} T^3, \\ T(r) &= T_R \left[1 - b \left(1 - \frac{R}{r} \right) \right], & b &= \frac{\% m_p \varepsilon L}{32 \pi k c R T_R}, \end{aligned} \quad (22)$$

где R — радиус звезды, T_R — температура на поверхности, $\% = 0.38$ — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием на электронах,

$$\varepsilon = \frac{ML_m}{M_\odot L} - 1, \quad L_m = \frac{4\pi G M_\odot c}{\%} = 1.32 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек.}$$

Для упомянутой выше конфигурации: $x_0 = 1$, $T_0 = 6 \cdot 10^8$, $L = 2.75 \cdot 10^{36}$ эрг/сек, $R_1 \approx 1.54 \cdot 10^9$ см, $T_R = 5.89 \cdot 10^7$, $\varepsilon = 21.9$, $b = 1.0141$. На поверхности, где железо заменяется водородом, температура и давление должны оставаться непрерывными, тогда как плотность может

испытывать скачок. Место скачка, по-видимому, можно определить из требования устойчивости водорода относительно процессов термоядерного синтеза у основания атмосферы. Из процессов синтеза наиболее существенными являются реакции протон-протонной цепочки. Средняя продолжительность жизни водорода относительно протекающей реакции $H' + H' \rightarrow H^2$ определяется следующей формулой [8]:

$$t \approx \frac{1.8 T_6^{2/3}}{n} 10^{(36 + 14.65 T_6^{-1.3})}, \quad (23)$$

где n — плотность числа частиц. У основания атмосферы, согласно (22), плотность числа частиц равна

$$n_{R_1} = \frac{\alpha^3}{6k} T_{R_1}^3 \approx 4.27 \cdot 10^{25}. \quad (24)$$

Подставляя это значение плотности в (23), находим $t \approx 3.64 \cdot 10^{13}$ лет. Таким образом, для рассматриваемой модели водородная атмосфера вполне устойчивая.

Толщину водородной атмосферы можно определить, исходя из (22). Имеем

$$l = R_3 - R_1 = \frac{R_1}{b - 1}, \quad (25)$$

где R_3 — расстояние, на котором плотность обращается в нуль. Для конфигурации с $b = 1.0141$ получаем $l = 1.1 \cdot 10^6$ км,

$$M = 4\pi m_p n_{R_1} R_1^3 \left(b^3 \ln \frac{b}{b-1} - b^2 - \frac{1}{2} b - \frac{1}{3} \right) = 8.48 \cdot 10^{30} \text{ г}.$$

Протяженную атмосферу можно получить лишь при $b = 1$. В этом случае [7]

$$T(r) = T_{R_1} \frac{R_1}{r}, \quad \rho = m_p n_{R_1} \left(\frac{R_1}{r} \right)^3. \quad (26)$$

У рассматриваемой нами конфигурации b чуть больше единицы, но путем незначительного изменения плотности или температуры в центре, очевидно, можно добиться выполнения условия $b = 1$. Разумно за радиус протяженной атмосферы считать то расстояние, где плотность падает до значения $\rho_3 = 1.02 \cdot 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$, имеющегося в межзвездном пространстве:

$$R_3 = R_1 \left(\frac{n_{R_1} m_p}{\rho_3} \right)^{1/3} = 6.35 \cdot 10^{17} \text{ см}. \quad (27)$$

Расстояние, где имеет место $L = 4\pi\sigma R_2^2 T_*^4$, равно

$$R_2 = R_1^2 T_{R_1}^2 \left(\frac{4\pi\sigma}{L} \right)^{1/2} = 1.32 \cdot 10^{14} \text{ см.} \quad (28)$$

На этой поверхности (на оптической глубине $\tau \approx 2/3$) температура равна

$$T_* = T_{R_1} \frac{R_1}{R_2} \approx 685. \quad (29)$$

Определим, наконец, массу протяженной атмосферы

$$M_{\text{ат}} = 4\pi \int_{R_1}^{R_2} \rho r^2 dr = 4\pi \rho n_{R_1} R_1^3 \ln \frac{R_2}{R_1} = 6.3 \cdot 10^{31} \text{ г.}$$

5. Приведенное выше рассмотрение указывает на наличие у вращающихся белых карликов заметных запасов внутренней энергии, связанной с разбуханием их. Добавочная гравитационная энергия, обусловленная разбуханием белого карлика, порядка $10^{50} (\Omega/\Omega_m)^2 \text{ эрг}$, где Ω — угловая скорость вращения, а Ω_m — ее максимально допустимое значение для данной конфигурации. По мере замедления вращения небесное тело, конечно, будет соответственно сжиматься, что, безусловно, приведет к постепенному выделению этой добавочной гравитационной энергии в виде тепла во всем ее объеме.

Итак, имеется основание усомниться в правильности представления о том, что все барионные звезды и белые карлики обязательно являются сравнительно „холодными“, слабо светящимися объектами. При не слишком малых моментах количества движения эти небесные тела содержат в себе достаточно большие запасы внутренней энергии, обеспечивающие им заметные и даже большие светимости. По-видимому, наряду с обычными белыми карликами, у которых светимости на два-три порядка меньше солнечной, должны существовать также и такие, светимость которых порядка и даже значительно выше солнечной. У ярких объектов максимум излучения находится в ультрафиолетовой части спектра.

Представляют особенно большой интерес звезды с центральными плотностями $\rho \lesssim 3 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$ (т. е. $x_0 \lesssim 1$). У этих объектов возможно существование протяженной атмосферы с массой порядка 10^{31} г и радиусом порядка 0.1 пс . У них на оптической глубине (т. е. на поверхности) температура порядка 685, а радиус соответствующей поверхности порядка $1.32 \cdot 10^{14} \text{ см}$.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за ценные замечания и проявленный интерес к работе.

Ереванский государственный
университет

TO THE THEORY OF WHITE DWARFS

G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

The additional gravitational energy of the rotating white dwarfs is in the order of $10^{50} (\Omega/\Omega_m)^2 \text{ erg}$ (Ω — is the angular velocity and Ω_m is its maximum value).

The loss of the angular momentum a star is contracted and the additional gravitational energy of deformation is transferred to heat. If Ω is of the order of Ω_{max} , then this store of energy is enough to supply the luminosity of the order of solar luminosity and higher.

For the configuration with parametres $x_0 \lesssim 1$ and $T_0 \sim 6 \cdot 10^8$ we have got extend atmospheres with masses of the order of $M \sim 10^{31} g$ radius $R \sim 0.1 \text{ nc}$ and the surface temperature $T_s \simeq 685$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрон. ж., 49, 316, 1972.
2. Р. М. Авакян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 8, 123, 1972.
3. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука М., 1972.
4. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
5. Д. М. Седракиан, Докторская диссертация, Ереванский государственный университет, 1972.
6. D. Morton, Nature, 201, 1308, 1964.
7. Г. С. Саакян, Д. М. Седракиан, Астрофизика, 8, 283, 1972.
8. Х. Ривс, Источники энергии звезд, в сб. "Внутреннее строение звезд" под ред. Л. Аллера и Д. Б. Мак-Лафлина, Мир, М., 1970.

О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 17 июля 1972

Пересмотрена 25 сентября 1972

Рассмотрены два механизма генерации магнитного момента пульсаров. Показано, что если рассматривать протонную жидкость как сверхпроводящую, а электронную как нормальную, то при вращении возникает магнитный момент, параллельный оси вращения. Оценки для пульсара в Крабовидной туманности дают $M = 10^{32}$ гаусс см³.

Для объяснения радиоизлучения пульсаров предполагается наличие у пульсаров сильных магнитных полей порядка 10^{12} гаусс [1, 2]. Общепринятый механизм возникновения сильных магнитных полей связан с сжатием сверхновых при образовании пульсара. Уменьшение радиуса звезды на шесть порядков приводит к увеличению магнитного поля на двенадцать порядков при предположении вмороженности силовых линий. Но остается открытым вопрос возникновения полей порядка 1 — 100 гаусс у обычных сверхновых. Поэтому нам кажется интересным рассмотрение двух новых возможных механизмов генерации магнитных полей в пульсарах, не связанных с коллапсом звезды.

Общепринятой моделью пульсара является барионная звезда. Она состоит из трех основных частей: гиперонного ядра, слоя, состоящего из нейтронно-протонной жидкости („пре“-фаза) и твердой коры [3, 4], состоящей из двух подфаз (внутренней „Аен“ и наружной „Ае“ фаз). В нейтронно-протонной фазе плотность протонов и электронов составляет доли процента плотности нейтронов. В зависимости от температуры протонная жидкость может находиться в сверхпроводящем или в нормальном состоянии. Электроны же из-за высокой плотности находятся в нормальном состоянии [5].

1. Предположим температура настолько высока, что протонная жидкость находится в нормальном состоянии. При появлении добавоч-

ного движения свободного электронного газа относительно нейтронно-протонной жидкости (электрический ток), основным механизмом диссипации будет рассеяние электронов на протонах и, как показано в работах [6, 7], электронная проводимость σ порядка 10^{29} сек^{-1} в „пре“-фазе и 10^{33} сек^{-1} в коре звезды. Наблюдения показывают, что угловая скорость пульсаров Ω уменьшается и $d\Omega/dt \sim \Omega/\tau$, где τ — характерное время замедления вращения звезды.

При уменьшении Ω может появиться движение электронов относительно протонно-нейтронной жидкости, обусловленное инерционными силами (эффект Стюарта—Толмена). В результате появится азимутальный ток, который для односвязного тела приведет к появлению магнитного момента. Отметим при этом, что здесь самоиндукция не учитывается, так как мы рассматриваем случай $d\Omega/dt = \text{const}$, что имеет место для пульсаров. Такая задача была рассмотрена в [8], где показано, что магнитный момент равняется

$$\vec{M} = \frac{4\pi m_e \sigma R^3}{15ce} \frac{d\Omega}{dt}, \quad (1)$$

где m_e — масса электрона, σ — электронная проводимость, e — заряд электрона, R — радиус звезды.

Для пульсара в крабе $d\Omega/dt = 10^{-8} \text{ сек}^{-2}$, $R = 10^6 \text{ см}$. Следовательно, магнитный момент, созданный корой, будет порядка $10^{17} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$. Такой момент может создать довольно слабое магнитное поле на поверхности звезды ($H \leq 1 \text{ гаусс}$).

В „пре“-фазе кинематическая вязкость релятивистских электронов больше кинематической вязкости нерелятивистских протонов в 30 раз. Следовательно, электроны будут двигаться вместе с корой и инерционная сила обусловлена протонами. Поэтому при оценке вклада „пре“-фазы в магнитный момент нужно заменить массу электрона m_e в формуле (1) на m_p , если нейтроны — сверхтекучая жидкость или на $m_{\text{нф}} = m_p + m_n$ (N_n/N_p), если нейтроны — нормальная жидкость. В последнем случае замена m_e на $m_{\text{нф}}$ (масса барионов, приходящаяся на один электрон) вызвана учетом сильного взаимодействия протонов с нейтронами. Проводимость σ в этой фазе порядка 10^{29} сек^{-1} [7]. Подставляя эти значения в формулу (1), получаем, соответственно, $M = 2 \cdot 10^{26} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$ или $M = 2 \cdot 10^{38} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$, что соответствует полям на поверхности звезды порядка $2 \cdot 10^8 \text{ гаусс}$ или $2 \cdot 10^{10} \text{ гаусс}$.

Заметим также, что резкое изменение угловой скорости при „звездотрясениях“ приведет к всплеску магнитного поля, а это вызовет увеличение интенсивности излучения пульсара. Оценка максимума магнитного поля связана с оценкой величины $d\Omega/dt$ при „звездотрясе-

нии", а для этого требуются точные наблюдательные данные, которых пока не имеется.

При температурах ниже 10^8 К нейтронно-протонная жидкость переходит в сверхтекучее состояние [5]. Как мы увидим ниже, это приводит к более мощному механизму генерации магнитного момента.

2. При движении звездной коры с угловой скоростью $\Omega > \Omega_c$ (для пульсара в крабе $\Omega_c = 10^{-14}$ сек $^{-1}$) движение нейтронно-протонной жидкости будет сопровождаться появлением квантовых вихревых нитей, параллельных оси вращения звезды [5]. Согласно теории вращения сверхтекучей жидкости [9], полный механический момент протонной компоненты, помещенной в цилиндре единичной длины и радиуса R , имеет вид

$$K_p = \bar{\rho}_p \int_0^R v r 2\pi r dr + \bar{\rho}_p \chi \int_0^R r dr, \quad (2)$$

где $\bar{\rho}_p = m_p n_p$ — средняя плотность массы протонов и $\chi = 2\pi\hbar/m_p$. Сердцевина рассмотренного цилиндра $r < R_i$ вращается как твердое тело со скоростью $v = \Omega r$, а узкий слой $R_i < r < R$ вблизи коры звезды совершает ирротационное движение со скоростью $v = \Omega R^2/r$. Значение R_i задается теорией сверхтекучей жидкости [9].

$$R_i = R - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\chi}{\pi\Omega} \ln \frac{b}{ae}}, \quad (3)$$

где a — толщина ствола вихря, равная 10^{-12} см, а b — радиус вихря порядка 10^{-3} см [5] (a и b вычислены для пульсара в крабе с $\Omega = 200$).

Интегрируя (2) с учетом $\frac{R - R_i}{R} \ll 1$, получаем

$$K_p = \frac{\pi}{2} \Omega \bar{\rho}_p R^4 + \frac{1}{2} \chi \bar{\rho}_p R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (4)$$

Так как протоны заряжены, то механическому моменту K_p будет соответствовать магнитный момент

$$M_p = \frac{e}{4c} \pi \Omega \bar{n}_p R^4 + \frac{e}{4c} \chi \bar{n}_p R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (5)$$

Мы уже отметили, что газ электронов является нормальным газом, следовательно электроны будут двигаться во всей звезде со скоростью $v = \Omega r$, и магнитный момент, созданный ими, будет

$$M_e = - \frac{e}{4c} \pi \Omega \bar{n}_e R^4. \quad (6)$$

Согласно (5) и (6) суммарный момент единицы длины цилиндра радиуса R равен

$$\Delta M = \frac{e}{4c} \bar{n}_p \pi R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (7)$$

Для оценки полного магнитного момента пульсара нужно ΔM умножить на R , после чего получится

$$M_{\text{пульс}} = \frac{3\mu_B}{4} \left(\frac{4\pi}{3} R^3 \bar{n}_p \right) \ln \frac{b}{a}. \quad (8)$$

Здесь выражение в круглых скобках есть полное число протонов N_p , $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p c}$ — магнетон Бора. Подставляя в (8) $N_p = 10^{54}$ и $\ln \frac{b}{a} = 19$, для магнитного момента пульсара получаем $M = 10^{32} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$. Такой момент может создать на поверхности звезды магнитные поля порядка 10^{14} гаусс .

Авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETIC FIELDS OF PULSARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASIAN

Two generation mechanisms of the magnetic fields in pulsars are considered. It has been shown that if we consider the proton fluid as superconductive and electron gas as normal, then in the case of rotation the magnetic momentum is generated. For the pulsar in Crab Nebula it is of the order of $10^{32} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^3$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. T. Gold, Nature, 218, 731, 1968; 221, 25, 1969.
2. F. Pacini, Nature, 216, 567, 1967.
3. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
4. Д. А. Киржниц, УФН, 104, 501, 1971.
5. В. Л. Гинзбург, УФН, 103, 398, 1971.
6. I. P. Ostriker, I. E. Gunn, Nature, 223, 813, 1969.
7. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature, 224, 674, 1969.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1957, стр. 269.
9. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, Наука, М., 1971, стр. 104.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

ПУЛЬСАРЫ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

П. Р. АМНУЭЛЬ, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ф. К. КАСУМОВ

Поступила 9 июня 1972

Исследованы радио и рентгеновские спектры шести остатков сверхновых. Данные о характерном изломе в спектрах указывают на возможное наличие пульсара (нейтронной звезды) в остатке SN Tycho (кроме известных остатков, содержащих пульсары: Crab и Vela X). В остатках Cas A, Pup A и Cyg Loop, по-видимому, нет активного источника.

Успехи рентгеновской астрономии за последние годы привели к локализации около пяти десятков галактических рентгеновских источников [1, 2]. Сейчас ясно, что существует по крайней мере несколько классов рентгеновских источников [3, 4], в том числе — рентгеновское излучение от остатков сверхновых (далее SNR). Уверенное отождествление проведено пока для шести SNR [5]: Crab, Cas A, Tycho, Vela X, Pup A и Cyg Loop. Не обнаружено рентгеновское излучение от других остатков с известными возрастaми: Kepler, PKS 1459, 3C 58, а также Lup Loop. Данные об основных наблюдательных параметрах перечисленных SNR даны в табл. 1.

В настоящее время общепринятым является мнение, что нейтронные звезды (пульсары) образуются в результате катастрофических процессов. Тогда можно ожидать наличие пульсаров в молодых и наиболее близких SNR, перечисленных выше. Однако пульсары найдены пока лишь в SNR 1054 (Crab) и Vela X [6]. Так как диаграмма направленности излучения пульсара может быть узкой, то ненаблюдаемость пульсирующего радиоизлучения от SNR еще не означает его реального отсутствия. Если это так, то наблюдаемое рентгеновское излучение от SNR может быть связано с наличием в них пульсаров.

SNR	Тип	Год вспышки или возраст (лет)	R кпс	D пс
Cas A	II	1667	2.8	3.
Kepler	I	1604	15.0	9.
Tycho	I	1572	5.0	9.
3C 56	—	1181	6.9	14.
Crab	I	1054	2.0	2.
PKS 1459	I	1006	3.9	29.
Vela X	II	$6.6 \cdot 10^3$	0.5	28.
Cyg Loop	II (?)	$1.7 \cdot 10^4$	0.8	41.
Pup A	—	$2 \cdot 10^4$	1.8	28.
Lup Loop	—	$8.15 \cdot 10^4$	0.6	49.

Таблица 1

	а	а	а	а
	Р а д и о		Р е н т г е н	
2	2.118 ± 1.738	0.787 ± 0.006	3.7 ± 4.6	2.3 ± 0.6
5	1.202 ± 1.152	0.59 ± 0.10	—	—
4	0.436 ± 0.381	0.67 ± 0.07	0.44 ± 0.11	1.3 ± 0.3
0	—	—	—	—
1	$(9.465 \pm 1.809) \cdot 10^3$	0.263 ± 0.010	9.0 ± 1.0	1.0 ± 0.1
6	0.359 ± 0.101	0.601 ± 0.0015	—	—
4	$8.23 \cdot 10^3$	0.3	1.08	2.0 ± 1.2
5	31.69 ± 14.21	0.475 ± 0.025	1.0	2.2 ± 0.3
0	55.45 ± 41.39	0.45 ± 0.05	6.7	6.2 ± 4.6
0	$1.57 \cdot 10^3$	0.3	—	—

Существует косвенный способ проверки, есть ли в остатке пульсар: по характеру наблюдаемых радио и рентгеновских спектров. Если в SNR находится пульсар, то накачка энергичных частиц в туманность должна продолжаться и в настоящее время. Согласно [7], время, в течение которого продолжается накачка, можно оценить, если известно магнитное поле туманности и частота $\nu_{\text{нвл.}}$, на которой спектр синхротронного излучения SNR претерпевает излом. Для определения характерной частоты излома $\nu_{\text{нвл.}}$ восстановим радио и рентгеновские спектры шести SNR, согласно [4, 8—10]. Предполагается спектр вида $a\nu^{-2}$ кэв/см²сек; значения a и α приведены в табл. 1. В предположении, что напряженность магнитного поля и распределение релятивистских электронов по энергиям одинаковы по всем объемам туманности, время накачки есть [11]

$$T_{\text{нак.}} = \frac{1.92 \cdot 10^4}{H_1^{3/2} \nu_{\text{нвл.}}^{1/2}} \text{ лет.} \quad (1)$$

Полученные из спектров $\nu_{\text{нвл.}}$ приведены в табл. 2. Может ли $\nu_{\text{нвл.}}$ быть меньше приведенных в таблице значений? В точке излома спектральный индекс α меняется не меньше, чем на 0.5 [7, 11]. Тогда, при $\nu_{\text{нвл.}}$ меньших, чем в табл. 2, получим в рентгеновской области аномально малые потоки излучения (для Vela X величина $\nu_{\text{нвл.}}$ ограничена снизу тем, что известна оптическая светимость объекта). Для остатков Cas A, Tycho и Pup A в качестве верхнего предела взяты, соответственно, 1 и 0.2 кэв, ввиду того, что известны границы наблюдаемых рентгеновских спектров.

Таблица 2

SNR	$\nu_{\text{нвл.}}$ гц	$10^5 H_{\text{нвл.}}$ гаусс	$10^5 H_1$ гаусс	$10^3 T_{\text{нак.}}$ лет
Cas A	$(0.9 \div 5.3) \cdot 10^{17}$	$4.6 \div 33.0$	$2.0 \div 3.6$	$0.004 \div 0.2$
Tycho	$(0.07 \div 2.4) \cdot 10^{17}$	$1.8 \div 4.3$	$2.1 \div 6.8$	$0.02 \div 2.3$
Crab	$(0.2 \div 9.4) \cdot 10^{13}$	$25 \div 37$	$16 \div 57$	$0.3 \div 3.2$
Vela X	$(0.03 \div 1.1) \cdot 10^{16}$	$2.0 \div 2.3$	$0.9 \div 3.0$	$1.6 \div 12.1$
Cyg Loop	$(1.6 \div 6.0) \cdot 10^{16}$	$1.2 \div 1.3$	$0.3 \div 0.4$	$1.6 \div 3.7$
Pup A	$(0.2 \div 2.3) \cdot 10^{17}$	$1.9 \div 2.4$	$0.2 \div 0.4$	$0.3 \div 1.6$

Положим теперь, что в каждом остатке находится пульсар, осуществляющий непрерывную накачку. Тогда время накачки равно возрасту $T_{\text{нак.}} = T$, и по (1) можно оценить магнитное поле в туманности H_1 . Соответствующие величины приведены в табл. 2. Незави-

симые оценки магнитного поля $H_{\text{набл.}}$ можно получить из данных о потоке излучения от объектов. Интенсивность синхротронного излучения есть [7]:

$$I_s = 1.35 \cdot 10^{-22} (6.26 \cdot 10^{18})^{\frac{\gamma-1}{2}} u(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} D v^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (2)$$

где D — диаметр SNR, $\gamma = 2\alpha + 1$; $u(\gamma)$ — функция от γ , ее значения можно найти в [7], k — коэффициент в энергетическом спектре электронов $N(E) = KE^{-\gamma}$. Полагая [7], что плотность энергии релятивистских частиц в туманности w_p равна плотности магнитной энергии, получим для $H_{\text{набл.}}$:

$$H_{\text{набл.}}^{3.5} = \frac{4.25 \cdot 10^{11} F_\nu R^2 v^{\frac{\gamma-1}{2}} \left(v_2^{1-\frac{\gamma}{2}} - v_1^{1-\frac{\gamma}{2}} \right)}{|2 - \gamma| u(\gamma) D^3 (1.73)^\gamma}, \quad (3)$$

где $\gamma \neq 2$, F_ν — наблюдаемый поток на частоте ν в $\text{вт/м}^2\text{ц}$, R — расстояние до SNR в см, v_2 и v_1 — верхняя и нижняя границы частот наблюдаемого потока. Отметим, что при $w_p < H^2/8\pi$, значение $H_{\text{набл.}}$ увеличивается незначительно. Так, при $w_p = n (H^2/8\pi)$ величина $H_{\text{набл.}}$ изменяется в $n^{2\gamma}$ раз.

Величина $H_{\text{набл.}}$, полученная из (3), малочувствительна также к изменению R (неопределенность в R в n раз приводит к неопределенности в $H_{\text{набл.}}$ в $n^{-2\gamma}$ раз), поэтому неопределенность данных о расстоянии до SNR [8–10] не вносит большой ошибки в расчеты.

Сравнение $H_{\text{набл.}}$ с H_1 показывает, что в остатках Crab, Vela X и Tycho величины $H_{\text{набл.}}$ таковы, что можно предположить наличие характерного излома в спектре за счет непрерывной накачки релятивистских частиц в течение всей жизни SNR. В то же время в трех других остатках с известными рентгеновскими спектрами Cas A, Pup A и Cyg Loop магнитные поля $H_{\text{набл.}}$ больше тех, которые необходимы для объяснения характерного излома в спектрах. Как известно [6], в остатках Crab и Vela X пульсары обнаружены. Что касается Tycho, то ненаблюдаемость пульсирующего излучения здесь может быть связана с узостью диаграммы направленности пульсара.

Особо следует отметить радиоизлучение остатков Lup Loop, PKS 1459, 3C 58 и Kepler. В первых двух случаях было сообщено об открытии рентгеновского излучения, однако область локализации рентгеновских источников отстоит от SNR на $5-7^\circ$, что делает отождествление очень ненадежным. Для Kepler и PKS 1459 отсут-

ствие рентгена можно объяснить большой крутизной спектра (см. табл. 1). Что касается остатка ЗС 58, то в [5, 9] выражаются сомнения, что это действительно SNR.

Таким образом, хотя в современных данных о SNR имеются значительные неопределенности (особенно в данных о рентгеновских спектрах), предложенная схема позволяет выделить из 10 молодых и близких остатков дополнительно к Crab и Vela X еще один Tycho. Наличие характерного излома в синхротронном спектре этого SNR допускает возможность существования в нем пульсара как источника релятивистских электронов в этом SNR.

Остальные остатки (Cas A, Pup A и Cyg Loop), по-видимому, содержат либо черные дыры, либо нейтронные звезды, не проявляющие себя как пульсары в силу каких-либо причин. Однако решение вопроса будет возможно окончательно только после существенного уточнения спектров SNR.

Отметим также, что генетическая связь пульсара P 0833 с SNR Vela X еще окончательно не доказана, и наш вывод является дополнительным аргументом в пользу такой связи.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

PULSARS IN SUPERNOVA REMNANTS

P. R. AMNUEL, O. H. GUSEINOV, F. K. KASUMOV

The radio and X-ray spectra of the six supernova Remnants have been studied. The data about the characteristic break in spectra indicate the possible presence of a pulsar (neutron star) in SNR Tycho (except the known Remnants with pulsars: Crab and Vela X). Apparently, there are no active sources in the Supernova Remnants Cas A, Pup A and Cyg Loop.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, C. Leong, S. Murray, E. Schreier, H. Tananbaum, Preprint, 1971.
2. R. Hill, G. Burginon, R. Grader, T. Palmieri, F. Seward, I. Stoering, Ap. J., 171, 519, 1972.
3. E. Kellogg, Preprint, ASE-2833, 1971.
4. П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов, Астроф. ж., 48, 280, 1971.
5. S. Ilavsky, Ch. Ryter, Astron. Astrophys., 15, 224, 1971.

6. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, В. И. Лазарев, А. В. Осипчук, Астрон. ж., 50, 4, 1973.
7. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1966.
8. D. Milne, Austr. J. Phys., 23, 425, 1970.
9. D. Dawns, A. J., 76, 305, 1971.
10. I. Baars, A. Hartsuijker, Astron. Astrophys., 17, 172, 1972.
11. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 33, 785, 1956.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ,
В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД-КАРЛИКОВ

В. И. ТАРАНОВ

Поступила 10 июля 1972

Ударная волна образуется при столкновении газовой струи с оболочкой вокруг главного компонента системы. Считается, что за фронтом ударной волны происходят потери энергии через излучение. Найдено распределение газодинамических параметров. Исследована термическая неустойчивость стационарного потока за фронтом ударной волны.

1. *Введение.* Многие тесные двойные системы звезд-карликов имеют газовые потоки [1]. Эти потоки существуют в виде газовой струи, вытекающей из атмосферы спутника, и дискообразной газовой оболочки вокруг главного компонента системы (рис. 1). Изучение эффектов, связанных с газовыми потоками, представляет интерес, поскольку спектральные и фотометрические свойства таких систем в значительной степени обусловлены газовой струей [2].

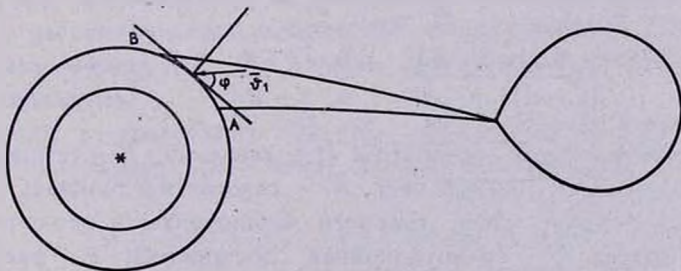


Рис. 1.

В области вхождения струи в дискообразную оболочку образуется ударная волна (УВ). На фронте УВ кинетическая энергия газа пере-

ходит в тепловую, которая затем теряется через излучение в области высвечивания. При наблюдениях УВ проявляет себя в виде горячего пятна в дискообразной оболочке [1].

Для анализа спектрофотометрических свойств тесных двойных систем со струями необходимо знать значение газодинамических параметров за фронтом УВ. Распределение плотности и температуры в области высвечивания было найдено в работе [3]. Однако использованный в ней метод определения координаты фронта УВ является некорректным, что сказалось на значениях толщины области высвечивания. В данной работе задача о распределении параметров за фронтом УВ решается другим методом.

2. *Основные уравнения.* Сохраняя физическую постановку задачи и основные допущения, сделанные в [3], рассмотрим одномерный стационарный газовый поток с постоянным расходом массы J через единицу площади, движущийся в гравитационном поле центрального компонента. Будем считать, что за фронтом УВ происходят объемные потери энергии через излучение. Потери энергии единицей объема в единицу времени ΔE представим в виде

$$\rho \Delta E = -\rho^2 L(T), \quad (1)$$

где $L(T)$ —так называемая функция высвечивания, зависимость которой от температуры дана в [3]. Тогда для области высвечивания уравнения неразрывности, движения и энергии примут, соответственно, вид

$$\rho \vartheta = -J \quad (2)$$

$$\vartheta \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \quad (3)$$

$$\frac{\vartheta}{(\gamma-1)} \frac{R_r}{\mu} \frac{dT}{dr} - \frac{R_r}{\mu} \frac{T\vartheta}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\rho L(T), \quad (4)$$

где ρ —плотность; ϑ —скорость; P —давление; T —температура газа; $\mu = \text{const}$ —молекулярный вес; R_r —газовая постоянная; γ —постоянная адиабаты; M —масса главного компонента, в оболочку которого входит струя; G —гравитационная постоянная; r —расстояние от центра главного компонента.

Используя (2), представим (3) и (4) в виде

$$\frac{d\rho}{dr} = - \frac{(\gamma-1) \frac{\rho^2 L(T)}{J} + \frac{GM}{r^2}}{\gamma \frac{R_r T}{\mu \rho} - \frac{J^2}{\rho^3}}, \quad (5)$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{(\gamma-1)}{\left(\gamma \frac{R_r T}{\mu \rho} - \frac{J^2}{\rho^3}\right)} \left[\frac{\rho L(T)}{R_r y} \left(\frac{R_r T}{\mu} - \frac{J^2}{\rho} \right) - \frac{T}{\rho} \frac{GM}{r^2} \right]. \quad (6)$$

Систему уравнений (5) и (6), описывающую распределение параметров за фронтом УВ, необходимо дополнить условиями на фронте. Поскольку УВ в газовой струе сильная, то, обозначая параметры за фронтом индексом 2, а до фронта индексом 1, имеем

$$\rho_2 = \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \rho_1, \quad \theta_2 = \frac{(\gamma-1)}{(\gamma+1)} \theta_1, \quad T_2 = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\mu}{R_r} \theta_1^2, \quad (7)$$

где

$$\rho_1 |\theta_1| = J, \quad |\theta_1| = \sqrt{\frac{2GM}{r}}.$$

Для решения системы (5), (6) необходимо также задать значение координаты фронта УВ.

Поскольку УВ образуется при столкновении газовой струи с дискообразной оболочкой, то координата фронта УВ определяется размерами оболочки. Формирование и размеры газового диска вокруг главного компонента системы зависят от многих факторов: периода вращения системы, скоростей вращения и масс компонентов, характера истечения газовой струи из атмосферы холодного компонента [4]. Поэтому в рассматриваемой одномерной модели газовой струи положение фронта стоячей УВ— Ra должно задаваться в качестве определяющего параметра.

Переходя в уравнениях (5), (6) к безразмерным координате x , плотности γ и температуре θ через новые переменные

$$x = \frac{Ra - r}{Ra}, \quad \gamma = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \theta = \frac{T}{T_2}, \quad (8)$$

положив

$$Ra = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}, \quad M = m \cdot 10^{33} \text{ г}, \quad \rho_1 = \sigma \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3,$$

$$L_0 = 10^{25} \frac{\text{эрг см}^3}{\text{г}^2 \text{сек}}, \quad (9)$$

$$l(T) = \frac{L(T)}{L_0}, \quad x = \frac{m}{\delta}, \quad \delta s = \lambda$$

и учитывая (7), получим

$$\frac{d\eta}{dx} = \frac{1}{2} \frac{\left[\frac{(\gamma-1)}{2} \frac{0.0259 \lambda}{x \sqrt{x}} l(T) \eta^2 + \frac{1}{(1-x)^2} \right]}{\left[\frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right]}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dx} = & - \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{1}{\left[\frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right]} \times \\ & \times \left\{ \frac{(\gamma+1)^2}{4(\gamma-1)} \frac{0.0259 \lambda}{x \sqrt{x}} l(T) \eta^2 \left[\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right] - \frac{\theta}{\eta(1-x)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

3. *Распределение газодинамических параметров в области высвечивания.* Система уравнений (10), (11) решалась численно методом Рунге-Кутты. При решении бралось значение $\gamma = 5/3$. Это дает в соответствии с (7) следующие граничные условия: для $x = 0$, $\eta = 4$, $\theta = 1$. Температура газа за фронтом УВ, согласно (7), при $\mu = 0.61$ [3] определялась по формуле

$$T_g = 18.36 \cdot 10^8 x. \quad (12)$$

Так как функция $l(T)$, входящая в уравнения (10), (11), задана таблично, при нахождении $e(T)$ для температур, не совпадающих с табличными, была использована линейная интерполяция между двумя ближайшими табличными значениями. Для решения были использованы параметры: при $x = 0.05$, $\lambda = 0.030$; 0.30 ; 2.0 ; при $x = 0.1$, $\lambda = 0.20$; 2.0 ; 20.0 ; при $x = 0.5$, $\lambda = 2.0$; 20.0 ; 200.0 . Интегрирование уравнений (10), (11) заканчивалось, когда газ в области высвечивания достигал температуры газового диска. При этом можно предполагать, что газ в области высвечивания сливается с газом диска и затем выносится из области высвечивания за счет кеплеровского вращения газа в диске.

Результаты интегрирования системы уравнений (10), (11) представлены в табл. 1, где Δx — толщина зоны высвечивания, т. е. области, в которой газ остывает до температуры диска, η_k — параметр уплотнения остывшего газа.

Из данных табл. 1 следует, что как толщина зоны высвечивания Δx , так и η_k существенно зависят от x и λ . Протяженность зоны увеличивается с ростом скорости газа до фронта и уменьшается с возрастанием плотности газа до фронта. Это связано с тем, что при увеличении скорости U_1 растет внутренняя энергия за фронтом УВ и, тем самым, увеличивается путь, на котором энергия высветится. При увеличении плотности до фронта растут потери энергии на излучение и уменьшается зона высвечивания.

Таблица 1

x	λ	Δx	η_k
0.05	0.030	0.1218	60.8
	0.30	0.0152	49.2
	2.0	0.00269	48.6
0.1	0.20	0.0984	85.8
	2.0	0.0141	73.9
	20.0	0.00113	72.4
0.5	2.0	0.1873	269.8
	20.0	0.0252	202.4
	200.0	0.00286	185.2

На рис. 2 представлено распределение η и θ для $x = 0.1$ и $\lambda = 2.0$. Для других значений x и λ характер распределения аналогичен. Таким образом, основные выводы о структуре зоны высвечивания, полученные в [3], сохраняются.

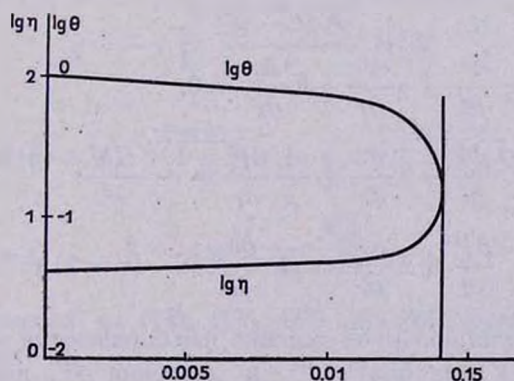


Рис. 2.

Необходимо отметить, что конечные параметры уплотнения η_k , получающиеся в результате расчета, всегда будут больше отношения плотностей газа в оболочке $\rho_{об}$ и струе ρ_1 . Это связано с тем, что

наряду с радиальным движением к центральной звезде, газ реально в области высвечивания участвует в кеплеровском вращении. Поэтому значение η_k с учетом этого эффекта будет зависеть от соотношения времени движения частицы газа от фронта УВ до оболочки и времени пребывания газа в зоне горячего пятна. Если время движения в области высвечивания порядка кеплеровского периода обращения вещества, то газ, не успев остыть до температуры оболочки, выносится из области ударного сжатия. Дальнейшее остывание газа происходит вне области УВ. Это обстоятельство может объяснить тот факт, что в оболочке наблюдается горячее пятно с нерезко выраженной границей, образование типа кометы [5].

4. *Исследование устойчивости стационарных УВ с высвечиванием.* Результаты раздела 3 получены в предположении существования стационарных течений в области высвечивания. Однако вопрос о возможности стационарных течений с высвечиванием нуждается в дополнительном исследовании. Это связано с тем, что в области высвечивания возможно появление термической неустойчивости [6]. Поэтому рассмотрим устойчивость одномерного стационарного потока идеального газа в поле тяжести при наличии объемного высвечивания. Будем считать, что $L(T) \sim T^n$. Тогда из (1) получим

$$\Delta E = -A\rho^{2-n}P^n, \quad (13)$$

где A — постоянная.

Уравнение неразрывности, движения и энергии, соответственно, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial \rho}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} &= -\frac{GM}{r^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \vartheta \frac{\partial P}{\partial r} + \gamma P \frac{\partial \vartheta}{\partial r} &= -(\gamma - 1)\rho^{2-n}P^n A. \end{aligned} \quad (14)$$

Пусть на стационарное течение накладываются малые возмущения плотности ρ' , скорости ϑ' и давления P' , пропорциональные $e^{i(kr - \omega t)}$, где k — волновое число, ω — частота. Считается, что выполнено условие $k\Delta R \gg 1$, где $\Delta R = R_0 \Delta x$. Линеаризуя систему (14) и обозначая параметры стационарного течения индексом 0, получим

$$(k\vartheta_0 - \omega)\varphi' + k\rho_0\vartheta' = 0,$$

$$(k\vartheta_0 - \omega)\vartheta' + \frac{k}{\rho_0}P' = 0, \quad (15)$$

$$-i(\gamma - 1)(2 - n)AP_0^n\rho_0^{1-n}\varphi' + \gamma kP_0\vartheta' + [(k\vartheta_0 - \omega) - \\ - (\gamma - 1)AnP_0^{n-1}\rho_0^{2-n}]P' = 0.$$

Из (15) следует характеристическое уравнение

$$\left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right)^3 - i(\gamma - 1)\frac{nAP_0^{n-1}\rho_0^{2-n}}{k}\left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right)^2 - \\ - \gamma\frac{P_0}{\rho_0}\left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right) - i\frac{(\gamma - 1)(2 - n)AP_0^n\rho_0^{1-n}}{k} = 0. \quad (16)$$

Представим решение уравнения (16) в виде

$$\omega_j = k(\vartheta_0 - in\alpha - y_j), \quad \alpha = \frac{(\gamma - 1)AP_0^{n-1}\rho_0^{2-n}}{3k}, \quad (17)$$

где y_j — корни кубического уравнения

$$y^3 + \left(3\alpha^2n^2 - \gamma\frac{P_0}{\rho_0}\right)y + i\left[2n^3\alpha^3 + (n\gamma - 3n + 6)\alpha\frac{P_0}{\rho_0}\right] = 0. \quad (18)$$

В частном случае $n = 0$, представляющем наибольший астрофизический интерес, одним из корней уравнения (20) является

$$y = -i\sqrt[3]{\frac{(\gamma - 1)A\rho_0}{k}}B(\beta), \quad (19)$$

где

$$B(\beta) = \sqrt[3]{\sqrt{1 + \beta} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + \beta} - 1}, \quad (20) \\ \beta = \frac{\gamma^3}{27(\gamma - 1)^2} \frac{P_0^3 k^2}{A^3 \rho_0^5}.$$

Асимптотически из (17), (19), (20) для инкремента роста возмущений Γ следует

$$\Gamma = \sqrt[3]{2(\gamma - 1)A\rho_0 k^2}, \quad k \ll k_c = \frac{3(\gamma - 1)A\rho_0}{\gamma P_0} \sqrt{\frac{3\rho_0}{P_0}} \quad (21) \\ \Gamma = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{A\rho_0^2}{P_0}, \quad k \gg k_c.$$

Выражения (19), (20), (21) совпадают с формулами, полученными в [7] при анализе хромосферных вспышек. Там же было показано, что при плотностях $\rho_0 \approx 10^{-12} \text{ г/см}^3$, характерных для газовых струй, наиболее эффективно развиваются возмущения с $k \gg k_c$. Поэтому для оценки инкремента можно воспользоваться выражением (21). Полагая давление P_0 , равным давлению на фронте, из (21) с учетом (7) при $\vartheta_1 = 10^8 \text{ г/см}^3$, получим $\Gamma \approx 10^{-3} 1/\text{сек}$.

Таким образом, одномерное стационарное течение газа в рассматриваемом приближении в области высвечивания является неустойчивым. При этом возможны два случая: или течение будет нестационарным, или стационарная по времени область высвечивания распадается на отдельные сгустки, в которых происходит уплотнение газа.

5. *Влияние нерадиальности движения струи на параметры УВ.* Энергия, теряемая за фронтом УВ, значения параметров на фронте в значительной степени зависят от динамики газовой струи в тесной двойной системе и, в первую очередь, от вращательного момента. Поскольку при падении вещества в струе момент вращения сохраняется, то газ в струе имеет, наряду с радиальной азимутальную составляющую скорости. Поэтому УВ, образуемая при столкновении струи с оболочкой, будет являться косой.

Обозначим (рис. 1) через φ угол между вектором скорости ϑ_1 перед оболочкой и касательной к дискообразной оболочке. На фронте УВ происходит переход кинетической энергии радиального движения ϑ_r в тепловую, в то время как азимутальная составляющая скорости $\vartheta_\varphi = \vartheta_1 \cos \varphi$ остается неизменной. Поскольку с уменьшением φ ϑ_r уменьшается, то УВ для малых может стать слабой. Применяя основные соотношения для косых УВ [8], для температуры на фронте T_2 имеем

$$T_2 = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\mu}{R_*} \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi \left[1 - \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{P_1}{\rho_1 \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi} \right] \times \\ \times \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)} \frac{P_1}{\rho_1 \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi} \right]. \quad (22)$$

Из (22) следует, что в системах с малым φ энергия, излучаемая в результате перехода кинетической энергии в области высвечивания в тепловую, будет незначительна.

Газовая струя при столкновении с оболочкой имеет значительный поперечный размер, поэтому различные участки струи будут иметь различную температуру. Чем ближе к оси, соединяющей центры ком-

понентов системы, тем больше температура газа. Поэтому горячее пятно имеет более высокую температуру в головной части (точка А рис. 1) и меньшую в хвосте, (точка В). Вероятно, этим обусловлена асимметрия плечей на кривой блеска и изменения цвета во время главного минимума [9].

Приношу глубокую благодарность В. С. Имшеннику и И. А. Климишину за критические замечания.

Калининградский
государственный университет

SHOCK WAVES IN THE GASEOUS STREAMS IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF DWARF STARS

V. I. TARANOV

The shock wave in the gaseous stream is formed when it flows into the envelope of the primary star. It is supposed, that there is a loss of the radiative energy behind the shock wave's front. The distribution of the gasodynamic parameters is found. The thermal instability of stationary currents behind the front of shock is examined.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. Крафт, Взрывные переменные как двойные звезды, Мир, М., 1965.
2. В. Г. Горбачкий, Астрофизика, 3, 245, 1967.
3. В. И. Таранов, Труды АО АГУ, 26, 25, 1969.
4. Ю. П. Коровяковский, Циркуляр ШАО, 6, 1970.
5. M. Walker, G. Herbig, Ap. J., 120, 278, 1954.
6. G. B. Field, Ap. J., 142, 531, 1965.
7. Р. Э. Гусейнов, В. С. Имшенник, В. В. Полейчик, Астрон. ж., 48, 1217, 1971.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1954.
9. M. Walker, Ap. J., 123, 69, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

РЕЗОНАНСНОЕ ЗАТУХАНИЕ КОЛЕБАНИЙ МОДЕЛИ ШАРОВОГО СКОПЛЕНИЯ ЗВЕЗД

В. С. СЫНАХ, А. М. ФРИДМАН, И. Г. ШУХМАН

Поступила 6 мая 1970

Пересмотрена 13 октября 1972

В работе исследуется устойчивость сферически-симметричной системы вращающихся по круговым траекториям масс. Плотность системы в соответствии с наблюдаемыми данными по шаровым скоплениям звезд выбрана спадающей к краю квадратично с расстоянием.

Показано, что в такой системе: а) отсутствуют аperiodические возмущения; б) отсутствуют нейтральные колебания; в) имеет место резонансное затухание колебаний.

Отсутствие комплексных собственных значений доказано в работе [8].

1. *Введение.* В качестве модели шарового скопления звезд выберем сферически-симметричную систему вращающихся по круговым траекториям масс (подробнее о модели см. [1]). Однако, в отличие от [1], плотность системы ρ не будем предполагать однородной. В реально наблюдаемых шаровых скоплениях плотность падает к краю довольно резко $\rho(r) \sim r^{-2} \div r^{-3}$ [2]. В дальнейшем для определенности будем считать плотность $\rho(r) \sim r^{-2}$.

Основной целью настоящей работы является выяснение вопроса о существовании нейтральных колебаний неоднородной сферически-симметричной системы вращающихся масс. Для однородной системы ответ на этот вопрос в [1] был дан положительный, однако, как мы увидим ниже, колебания неоднородной системы описываются уравнением, исключающим нейтральные колебания.

Преобладающей неустойчивостью в гравитирующих системах является аperiodическая неустойчивость джинсовского типа [3]. И хотя, как указывалось, например, в [4, 5], „неустойчивость“ Джинса [3]

связана с отсутствием равновесия, тем не менее аperiodический характер гравитационных неустойчивостей джинсовского типа сохраняется и в равновесных системах [5—7]. По этой причине в настоящей работе особо исследуется вопрос о возможности аperiodической неустойчивости. Показано, что она отсутствует. Это находится в согласии с результатами работы [8], где доказано отсутствие комплексных собственных значений уравнения, описывающего малые возмущения потенциала рассматриваемой выше неоднородной системы. Отмеченное выше уравнение получено в разделе 2 настоящей работы интегрированием по траекториям бесстолкновительного кинетического уравнения Больцмана-Власова [5, 9—12]. Поскольку полученное уравнение оказалось обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка, после приведения к уравнению типа Шредингера его оказалось удобным исследовать с помощью вариационного принципа [13, 14]. В разделе 3 соответствующее исследование показывает отсутствие чисто мнимых собственных значений системы. В разделе 4 доказана невозможность существования нейтральных колебаний. Причины отсутствия нейтральных колебаний в неоднородной системе в отличие от однородной излагаются в заключении работы, в разделе 5.

2. *Вывод уравнения малых колебаний для неоднородной системы.* Итак, рассматривается сферически-симметричная система гравитирующих частиц, вращающихся в самосогласованном поле. Полной системой уравнений являются кинетическое уравнение Больцмана-Власова и уравнение Пуассона:

$$\dot{L}f + v_r \left(\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{v_\perp}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\perp} \right) + \left(\frac{v_\perp^2}{r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \frac{\partial f}{\partial v_r} - v_\perp \Phi \frac{\partial f}{\partial v_\perp} = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \int f d^3v \quad (2)$$

$f = f(r, v, t)$ — функция распределения; Φ — гравитационный потенциал. Здесь и ниже используется шестимерное фазовое пространство $r, \theta, \varphi, v_r, v_\theta, v_\varphi$. В этих переменных введены следующие обозначения:

$$v_\perp^2 = v_\theta^2 + v_\varphi^2 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \nabla_\perp \Phi \frac{\partial}{\partial v_\perp} &= \frac{1}{r} \left(\cos \alpha \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \frac{\partial}{\partial v_\perp} - \\ &- \frac{1}{rv_\perp} \left(\sin \alpha \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{\cos \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \frac{\partial}{\partial \alpha} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\dot{L} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_{\perp}}{r} \left(\cos \alpha \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} - \operatorname{ctg} \theta \sin \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \right). \quad (5)$$

Для получения уравнения малых колебаний неоднородной системы воспользуемся методом, разработанным в [1] для аналогичной, но однородной системы.

В случае однородной системы функция распределения в нулевом приближении есть [1]:

$$f_0 = \frac{n_0}{2\pi v_0} \delta(v_{\perp} - v_0) \delta(v_r) \quad (6)$$

n — плотность звезд, $v_0 = \Omega r$, $\Omega = \text{const}$, δ — дельта-функция Дирака. Индексы „0“ обозначают нулевое приближение. Как видно из (6), траектории звезд есть окружности. В линейном приближении из (1) следует:

$$\begin{aligned} \dot{L} f_1 + v_r \left(\frac{\partial f_1}{\partial r} - \frac{v_{\perp}}{r} \frac{\partial f_1}{\partial v_{\perp}} \right) + \left(\frac{v_{\perp}^2}{r} - \frac{\partial \Phi_0}{\partial r} \right) \frac{\partial f_1}{\partial v_r} = \\ = \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \frac{\partial f_0}{\partial v_r} + \frac{1}{r} \left(\cos \alpha \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} + \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \varphi} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Учитывая (6), легко проверить, что решение уравнения (7) есть

$$f_1 = \delta(v_r) [A \delta(v_{\perp} - v_0) + B \delta'(v_{\perp} - v_0)] - C \delta'(v_r) \delta(v_{\perp} - v_0), \quad (8)$$

где штрих — производная по аргументу, а функции A , B , C находятся из уравнений

$$\dot{L}^0 A - \frac{1}{r \Omega} \left(\dot{L}^0 - \frac{\partial}{\partial t} \right) B + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r C) = 0, \quad (9)$$

$$\dot{L}^0 B - 2 \Omega C = \frac{n_0}{2\pi \Omega^2 r^2} \left(\dot{L}^0 - \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi_1, \quad (10)$$

$$\dot{L}^0 C + 2 \Omega B = - \frac{n_0}{2\pi \Omega r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial r}. \quad (11)$$

Оператор $\dot{L}^0$ отличается от оператора $\dot{L}$ заменой $v_{\perp}/r$ на Ω . Подставляя (8) в линейризованное уравнение (2), получим

$$\Delta \Phi_1 = 4\pi G \int_0^{2\pi} (\Omega r A - B) d\alpha. \quad (12)$$

В [1] с помощью довольно громоздких выкладок удалось выразить функции A и B через возмущенный потенциал Φ_1 . Нам не представляется возможным (и целесообразным) приводить хотя бы вкратце изложенный в [1] метод вычисления функций A и B . Заметим только, что обобщение его на случай неоднородной плотности не представляет труда.

Решая систему, аналогичную (9)–(11) для случая $n(r) \sim r^{-2}$ и проделав все выкладки, согласно [1], получим следующее уравнение для возмущенного потенциала:

$$\frac{d}{dr} (r^2 A_l \chi'_l) - B_l \chi_l = 0, \quad (13)$$

где

$$A_l = 1 + \sum_{s=-l}^l |P'_{s0}(0)|^2 \frac{\Omega^2}{\omega_s^2 - 2\Omega^2}, \quad (14)$$

$$B_l = l(l+1) + \sum_{s=-l}^l |P'_{s0}(0)|^2 \left[\frac{s^2 \Omega^2}{\omega_s^2 - 2\Omega^2} + \frac{s \Omega^2}{\omega_s (\omega_s^2 - 2\Omega^2)} \times \right. \\ \left. \times \left(-6 + \frac{\omega_s^2}{\Omega^2} - 4 \frac{2\Omega^2 - s \Omega \omega}{\omega_s^2 - 2\Omega^2} \right) \right], \quad (15)$$

$$|P'_{s0}(0)|^2 = \frac{(l+s)! (l-s)!}{\left| \left(\frac{l+s}{2} \right)! \left(\frac{l-s}{2} \right)! \right|^2} 2^{-2l}. \quad (16)$$

В (16) $|l-s|$ — четно, для $|l-s|$ нечетных $|P'_{s0}(0)|^2 = 0$; $\omega_s \equiv \omega - s\Omega$.

3. *Отсутствие чисто мнимых собственных значений.* Уравнение (13) подстановкой $\chi = \xi \eta$ приводится к уравнению типа Шредингера

$$\xi'' + [E - U_l(r)] \xi = 0, \quad (17)$$

где $m = \hbar = 1$, $E = 0$, $U_l(r) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} k' + \frac{1}{4} k^2 + \frac{1}{r^2} \frac{B_l}{A_l} \right)$,

$$\eta'/\eta = -k/r, \quad k = \ln'(A_l r^2). \quad (18)$$

Явный вид $U_l(r)$ для моды $l=2$ выписан в препринте авторов [20] и представляет собой дробно-рациональную функцию аргумента $\alpha = z^2 = \omega^2/\Omega^2$.

Пусть $\omega = i\gamma$, тогда $z^2 < 0$. Исследование выражения для $U(\alpha)$ показало, что $U_s(\alpha) > E = 0$ при всех $\alpha < 0$, что означает отсутствие

чисто мнимых собственных значений. Можно проверить, что с ростом l $U_l(\alpha)$ остается положительным. Это доказывает отсутствие чисто мнимых собственных значений для произвольных l .

4. *Отсутствие нейтральных собственных колебаний и затухание собственных колебаний.* Перепишем (17) в виде

$$\dot{\xi}^1 = f(r, \omega)\xi. \quad (19)$$

Умножим (19) на ξ^* и вычтем из полученного выражения комплексно сопряженное:

$$\frac{d}{dr} \left(\xi^* \frac{d\xi}{dr} - \xi \frac{d\xi^*}{dr} \right) = [f(r, \omega) - f^*(r, \omega)] |\xi|^2. \quad (20)$$

Интегрируем это уравнение от 0 до ∞ :

$$W \Big|_0^\infty = \int_0^\infty [f(r, \omega) - f^*(r, \omega)] |\xi|^2 dr, \quad (21)$$

где

$$W = \xi^* \frac{d\xi}{dr} - \xi \frac{d\xi^*}{dr}.$$

Определяя η из равенства (18), получим для ξ выражение: $\xi = r\sqrt{A}\chi$. Пользуясь выражением для ξ и определением A (14), оценим член W на границах интегрирования:

$$\xi^* \frac{d\xi}{dr} = \left(\sqrt{A}\chi + r \frac{A'}{\sqrt{A}}\chi + r\sqrt{A}\chi' \right) (r\sqrt{A}\chi)^*. \quad (22)$$

Из условия поведения потенциала при $r=0$ и $r \rightarrow \infty$ имеем: $W(0) = W(\infty) = 0$, т. е.

$$\int_0^\infty [f(r, \omega) - f^*(r, \omega)] |\xi|^2 dr = 0. \quad (23)$$

Для комплексного $z = z_0 + i\gamma/2$ при $\gamma \ll z_0$ имеем $z^2 \approx z_0^2 (1 + i\gamma/z_0)$. Обозначив $z_0^2 = \alpha$, перепишем интеграл (23) в виде

$$\gamma \int_0^\infty \text{Im } U(\alpha) |\xi|^2 d\alpha = 0. \quad (24)$$

В работе [8] доказано отсутствие комплексных собственных значений рассматриваемой задачи. Это означает, что равенство (24) не может выполняться ни при каком конечном γ .

Перейдем теперь к рассмотрению нейтральных колебаний, для чего устремим $\gamma \rightarrow 0$. Используя (18) и известное представление δ -функции

$$\delta(x) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{x^2 + \gamma^2}, \quad (25)$$

нетрудно убедиться в том, что в окрестностях всех точек, где подынтегральная функция (без $|\xi|^2$) терпит разрыв, она имеет вид $\delta'(x)$, если $\delta(x)$ определяется формулой (25). Обозначив интеграл (24) буквой I , получим

$$I \sim \text{sign } \gamma (A(r) |\chi(r)|^2)' r = r_i. \quad (26)$$

Из (26) следует, что нейтральные колебания, если их рассматривать как предельный случай колебаний с $\gamma \neq 0$, невозможны.

Знак правой части в (26) зависит от того, приходим ли мы к случаю $\gamma = 0$ от $\gamma > 0$ или $\gamma < 0$. Равенство (20), которое является дифференциальным эквивалентом (26), показывает, что от знака γ зависит знак скачка функции $W(r)$ в точке $r = r_i$. Во всем остальном интервале $(0, \infty)$ при $\gamma = 0$ $dW/dr \equiv 0$.

В работе [8] показано, что величина возмущенного потенциала χ во всех точках r обращается в нуль за исключением окрестностей точек $r = r_i$, где r_i — корни коэффициента A . В окрестностях этих точек потенциал χ имеет логарифмическую особенность

$$\chi \sim C \ln(r - r_i). \quad (27)$$

Устраним неоднозначность решения. Для этого будем считать координату r комплексной величиной. Резонансные точки определяются из равенства нулю разности $\omega - a\Omega$, где $a > 0$. Здесь $\Omega = \Omega(r)$ является уже комплексной величиной, поскольку r — комплексно. В комплексной плоскости r из точек r_i , определяемых из уравнения (точки r_i соответствуют точкам a_i — нулям коэффициента A)

$$\omega - a\Omega(r_i) = 0, \quad (28)$$

проведем разрезы. Тогда решение (27) будет однозначным на всей плоскости комплексного переменного r . Из (28) имеем

$$\text{Im } \omega = - \frac{av_0}{r_i^2} \text{Im}(r - r_i). \quad (29)$$

Из (29) следует, что при $\text{Im } \omega > 0$ особая точка смещается с действительной оси вниз, а при $\text{Im } \omega < 0$ — вверх. Если разрез проведен из особой точки вниз, то решение на действительной оси регулярно при $\text{Im } \omega > 0$, а при $\text{Im } \omega < 0$ имеет разрыв в точке пересечения разреза с действительной осью (см. рис.1). Если разрез проведен из особой точки вверх, то затухающие и нарастающие решения меняются местами.

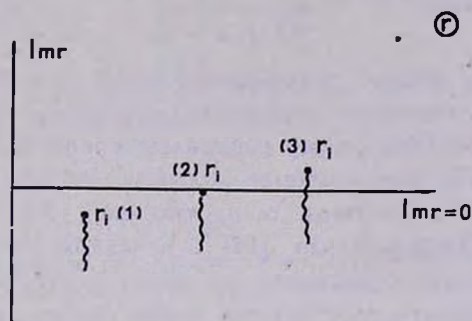


Рис. 1. 1) $\text{Im } \omega > 0$; 2) $\text{Im } \omega = 0$; 3) $\text{Im } \omega < 0$. Волнистая линия — разрез.

Вопрос о направлении обхода особых точек, который в данном случае эквивалентен вопросу о положении разреза, встречается во всех задачах на собственные колебания среды, где колебания могут резонировать с движением частиц среды. Для колебаний покоящейся плазмы Ландау было указано, что резонансная точка должна обходиться таким образом, чтобы получающиеся выражения были аналитическими при $\text{Im } \omega > 0$. Это правило обхода получается автоматически, если рассматривать задачу на собственные колебания как часть более широкой задачи об эволюции начальных возмущений и решать эту последнюю методом преобразования Лапласа [15—17].

Если принять это правило обхода, то уравнение (21) не может быть удовлетворено, поскольку левая часть равенства равна нулю, а правая часть, согласно (26), расходится. Для колебаний с $\text{Im } \omega < 0$ в левой части равенства (21) появляется дополнительное слагаемое, равное величине скачка на разрезе. Можно убедиться в том, что это слагаемое в точности совпадает с величиной интеграла в правой части равенства.

Затухание собственных колебаний неоднородной сферически-симметричной системы вращающихся масс доказано.

5. Заключение. Итак, существование нейтральных колебаний есть принципиальная граница, разделяющая однородную и неоднородную системы. В случае, когда траектории частиц — окружности, ко-

лебания вырождены. Об этом указывалось еще в [18]. При учете конечной радиальной дисперсии скоростей в однородной системе колебания становятся коллективными [19].

Можно пояснить причину, вследствие которой существование колебаний обязано исключительно факту однородности плотности. Действительно, в этом случае уравнение для возмущенного потенциала имеет вид (см. также [1])

$$f(\omega) \Delta\chi = 0. \quad (30)$$

Как известно из теории гидродинамической устойчивости [13, 16], уравнение (30) в точности аналогично уравнению малых возмущений течения Куэтта, описывающему нейтральные колебания.

Уравнение (13), описывающее малые колебания рассматриваемой в настоящей работе системы с плотностью $\rho(r) \sim r^{-2}$, аналогично уравнению Орра-Зоммерфельда [14] в невязком пределе ($\nu \rightarrow 0$). Как известно [13, 14], это уравнение не имеет в отсутствие точки перегиба профиля скорости собственных нейтральных колебаний. Колебания в этом случае могут быть только затухающими [13, 14].

Этот отрицательный результат, касающийся нейтральных колебаний шарового скопления звезд, и был получен в разделе 4. Однако для определения настоящего декремента затухания следует ввести в этом случае эффективную „вязкость“ в виде столкновительного члена в правую часть кинетического уравнения.

Новосибирский государственный
университет

THE RESONANCE DAMPING OF OSCILLATIONS IN A MODEL OF THE SPHERICAL STAR CLUSTER

V. S. SYNAKH, A. M. FRIDMAN, I. G. SHUKHMAN

The stability of a spherically-symmetric system of rotating masses is considered. The density of the system is assumed to be decreasing with the radius as r^{-2} in accordance with observations.

It is shown that aperiodical perturbations as well as neutral oscillations are absent and the resonance damping takes place in such systems.

The absence of the complex eigenvalues for the basic equations is proved in [8].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Б. Михайловский, А. М. Фридман, Я. Г. Эпельбаум, ЖЭТФ, 59, 1608, 1970.
2. U. B. Sawyer, Handbuch der Physik, Band LIII, Astrophys. IV. Sternsysteme, Berlin, 1959.
3. J. H. Jeans, Astronomy and Cosmology, Cambr. Univ. Press, London and New York, 1929.
4. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
5. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, Р. Э. Сагдеев, А. М. Фридман, ПМТФ. № 3, 3, 1969.
6. A. Toomre, Ap. J., 139, 1217, 1964.
7. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Астрон. ж., 49, 157, 1972.
8. А. М. Фридман, Астрон. ж., 48, 910, 1971.
9. D. Lynden-Bell, M. N., 124, 279, 1962.
10. P. Sweet, M. N., 125, 285, 1963.
11. E. P. Lee, Ap. J., 148, 185, 1967.
12. C. S. Wu, Phys. Fluids, 11, 545, 1968.
13. Линь-Цзя-Цзяо, Теория гидродинамической неустойчивости, ИИЛ, М., 1958.
14. А. В. Тимофеев, Резонансные явления в течениях плазмы и жидкости, препринт ИАЭ им. Курчатова, М., 1968.
15. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 16, 574, 1946.
16. K. M. Case, Phys. Fluids, 3, 149, 1960.
17. Л. А. Дикий, ДАН СССР, 135, 1068, 1960.
18. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, А. М. Фридман, ДАН СССР, 182, № 4, 1968.
19. А. М. Фридман, И. Г. Шухман, ДАН СССР, 202, № 1, 1972.
20. В. С. Сынах, А. М. Фридман, И. Г. Шухман, Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 22—70, Новосибирск, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

О ПОГЛОЩЕНИИ ФОТОНОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ

С. Г. МАТИНЯН

Поступила 11 июля 1972

Вычислены вероятности адронного поглощения γ -квантов в газе фотонов реликтового излучения, фотонов внегалактического радиоизлучения, на оптических фотонах излучения галактик и на рентгеновских фотонах.

Для $E_\gamma > 10^{23}$ эв вклад в поглощение фотонов от адронных каналов преобладает над вкладом от лептонных каналов и не зависит от энергии.

Из полученных результатов следует, что Вселенная непрозрачна для γ -квантов с $E_\gamma > 10^{14}$ эв.

Наиболее эффективным источником поглощения фотонов высоких энергий ($E = 10^{13} - 10^{24}$ эв) в „фотонном газе“ является [1—4] процесс образования электронно-позитронных пар

$$\gamma(E) + \gamma(\epsilon) \rightarrow e^- + e^+ \quad (1)$$

(E, ϵ — энергии налетающего фотона и фотона из газа в лабораторной системе).

Особенно существен этот процесс для поглощения фотонов в изотропном тепловом (реликтовом) излучении с $T = 3^\circ\text{K}$ [5], а также во внегалактическом радиоизлучении [2—4].

В 1968 году К. А. Испирианом и автором [6] было замечено, что для $\gamma\gamma$ -столкновений с образованием сильновзаимодействующих частиц (адронов) характерно наличие постоянных полных сечений, что приводит в конечном счете к их преобладанию над лептонными электромагнитными процессами и, в частности, над процессом (1).

Впоследствии процесс $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны изучался теоретически неоднократно и разными способами, и в настоящее время несомненно, что

полное сечение $\sigma_{\pi\pi}^h$ $\gamma\gamma$ -взаимодействия, дающего адроны, не зависит от энергии и порядка $0.3 \div 0.4$ микробарна.

Эта величина намного превышает значение, приведенное (на основе грубых оценок) в работе [6], и поэтому имеет смысл снова и более детально вернуться к вопросу о прозрачности Вселенной относительно фотонов высоких и сверхвысоких энергий (если таковые могут существовать в природе).

Значение $\sigma_{\pi\pi}^h$, о котором шла речь выше, соответствует тому, что процесс $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны начинает преобладать над процессом (1) (сечение которого равно $\sigma_{\pi\pi \rightarrow e^-e^+} = 0.12/k^2 (\ln k + 7.8)$ мкбн; здесь k -импульс фотонов в S -системе в миллиардах эв ($Гэв$)) для $k > 1.8$.

Иными словами, при $k > 1.8$ $Гэв$ лептонные каналы $\gamma\gamma$ -столкновений вносят малый (и быстро убывающий с k) вклад в поглощение фотонов, тогда как адронное полное $\gamma\gamma$ -сечение постоянно для сколь угодно больших энергий E .

Легко рассчитать вероятности поглощения γ -квантов P_T , P_R на единицу пути, связанные со столкновениями энергичных γ -квантов с фотонами „реликтового“ излучения (имеющих планковское распределение с $T = 3^\circ K$ и плотностью ~ 0.7 эв/см³) и с фотонами внегалактического радиоизлучения [4], соответственно.

Имеем

$$P_{T,R} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\pi d\epsilon d\theta \sigma_{\pi\pi}^h (1 - \cos \theta) \sin \theta d\epsilon d\theta n_{T,R}(\epsilon), \quad (2)$$

где $n_{T,R}(\epsilon)$ — число тепловых (радио) фотонов в единице объема на единичный энергетический интервал, θ — угол между направлениями сталкивающихся фотонов.

Для плотности фотонов реликтового излучения берем распределение Планка с $T = 3^\circ K$:

$$n_T(\epsilon) = \frac{1}{(\hbar c)^3} \left(\frac{\epsilon}{\pi} \right)^2 (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1}, \quad (3)$$

откуда

$$P_T = 2.5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^{-1}.$$

В спектре фотонов внегалактического радиоизлучения определенности гораздо меньше. Следуя [4], мы возьмем его в форме

$$n_R(\epsilon) = K\epsilon^{-2} \quad (4)$$

где $K = 1.09 \cdot 10^{-20}$ эрг/см³, ε измеряется в эргах. (4) взято для частот, больших 100 кГц. Ниже этой частоты возьмем значение (4) при $\nu = 100$ кГц.

В результате находим, что

$$P_R = 1.0 \cdot 10^{-28} \text{ см}^{-1}.$$

Что касается рассматриваемого механизма поглощения γ -квантов высоких энергий на оптических фотонах излучения галактик, то его вклад можно грубо оценить в модели однородной расширяющейся Вселенной, в которой фотоны испускаются источниками, удаляющимися от нас со скоростью, близкой к скорости света. Следуя [4], разделим оптический спектр на две части: 1) часть O_1 от холодных звезд ядер галактик, 2) часть O_2 от горячих молодых звезд в спиральных рукавах галактик.

Для O_1 среднюю светимость на галактику возьмем $L_1 = 10^{44}$ эрг/сек, плотность галактик $n_S = 10^{-75}$ см⁻³, спектральный интервал от $\varepsilon_a = 0.3$ эв до $\varepsilon_b = 3$ эв.

Спектр фотонов типа O_1 будет [4]

$$n_{O_1} = \frac{R_c n_S L_1}{c(\varepsilon_a - \varepsilon_b)} \begin{cases} \varepsilon \left(\frac{1}{\varepsilon_a^2} - \frac{1}{\varepsilon_b^2} \right), & \varepsilon < \varepsilon_a \\ \frac{1}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_b^2}, & \varepsilon_a < \varepsilon < \varepsilon_b, \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_b \end{cases} \quad (5)$$

Для спектра „внешних“ фотонов типа O_2 берем аналогичное выражение со спектральным интервалом от 1 эв до 13.6 эв (= ионизационному потенциалу атома водорода) и $L_2 = 1.8 \cdot 10^{43}$ эрг/сек.

Расчеты показывают, что рассматриваемый механизм дает ничтожный вклад в P_{O_1} и P_{O_2} :

$$P_{O_1} = 0.5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^{-1}, \quad P_{O_2} = 0.2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^{-1}.$$

Еще более ничтожен вклад $\sigma_{\pi\pi}$ в поглощение γ -квантов на рентгеновском участке спектра.

Сравнение полученных результатов с вычислениями в работах [3, 4] показывает, что вклад адронных каналов $\gamma\gamma$ -столкновений в P_T начинает превалировать над вкладом от лептонного канала (e^+e^-) при $E > 10^{22}$ эв и остается дальше постоянным.

Вклад в $P_T + P_R$ от адронных каналов начинает преобладать над вкладом от e^+e^- -процесса при гораздо больших энергиях γ -кван-

тов. Если таковые могли бы испускаться удаленными внегалактическими объектами (с $d > 10^9$ парсек), то они не дошли бы до нас.

Подчеркнем, что на основании работ [3, 4] можно утверждать, что Вселенная ($R \sim 10^{28}$ см) непрозрачна для фотонов с энергией в интервале $10^{14} - 10^{19}$ эв [3, 4].

На основании проведенного рассмотрения, благодаря факту постоянства σ_{π}^t , надо считать, что она непрозрачна и для любых фотонов с энергией большей 10^{14} эв.

В этом свете практически возможное экспериментальное наблюдение фотонов в космическом пространстве с $E = 10^{13} - 10^{15}$ эв, поглощение которых сравнительно мало и, как мы видим, в основном идет за счет $\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+$ -столкновений их с оптическими фотонами излучения галактик, приобретает особый интерес с точки зрения возможности определения плотности оптических фотонов и проверки космологических моделей.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну за стимулирующие обсуждения.

Ереванский физический
институт

ON THE ABSORPTION OF SUPER-HIGH ENERGY PHOTONS IN THE UNIVERSE

S. G. MATINIAN

Probabilities of the γ -quanta hadronic absorption in the photonic gas from universal thermal radiation, extragalactic radiation, optical radiation of galaxies and X-ray photons are calculated.

For $E_\gamma > 10^{12}$ ev the contribution to the photon absorption from hadronic channels is dominated over that of the leptonic channels and is energy independent.

It follows from the obtained results that the Universe is opaque for γ -quanta with $E_\gamma \geq 10^{14}$ ev.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. И. Никишов, ЖЭТФ, 41, 549, 1961.
2. Г. Гольдстейн, П. Моррисон, ЖЭТФ, 45, 344, 1963.
3. J. Jelly, Phys. Rev. Lett., 16, 479, 1966.
4. R. J. Gould, G. P. Schreder, Phys. Rev., 155, 1408, 1967.
5. A. A. Penzias, R. Wilson, Ap. J., 142, 419, 1965.
6. К. А. Испирян, С. Г. Матинян, Письма ЖЭТФ, 7, 232, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В КОСМИЧЕСКОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ СРЕДЕ

Е. Я. ГИДАЛЕВИЧ

Поступила 10 мая 1972

Исправлена 22 июня 1972

В нерелятивистском приближении рассматривается роль космических лучей в суммарной упругости межзвездного газа. Магнитное поле является инструментом передачи импульса от космических лучей к „обычному“ межзвездному газу. При этом межзвездный газ описывается уравнениями магнитной газодинамики, а космические лучи описываются системой Чу—Гольдберга—Лоу. Показано, что в присутствии магнитного поля космические лучи вносят существенный вклад в суммарную скорость звука.

Применение методов магнитной гидродинамики для описания динамических процессов в космической среде оказалось весьма плодотворным и позволило успешно объяснить целый ряд наблюдаемых явлений [1—4]. Вместе с тем, такие объекты, как межзвездная и межпланетная среда, а возможно и некоторые другие, обладают некоторой спецификой, не учитывавшейся в известных нам работах. Эта специфика состоит в том, что рассматриваемые области пространства заполнены двумя газами, практически не взаимодействующими друг с другом, например, межзвездный газ и космические лучи. При этом оба газа имеют высокую электрическую проводимость и прочно связаны с космическими магнитными полями. При напряженности магнитного поля 10^{-5} э ларморовский радиус у космических лучей с энергиями порядка 10^9 эв составляет 10^{11} см, что много меньше характерных размеров задач в межзвездной и межпланетной газодинамике. Если учесть, что плотность энергии космических лучей порядка 10^{-12} эрг/см³ [5], что на два порядка превосходит давление межзвездного нейтрального газа, становится ясно, что учет влияния этой высокоэнергетической компоненты межзвездной среды в ряде

случаев необходим. С другой стороны, космические лучи практически не претерпевают столкновений в масштабах, меньших, чем размеры облаков межзвездного газа, и поэтому для их описания в нерелятивистском приближении следует воспользоваться аппаратом Чу—Гольдберга—Лоу (ЧГЛ) [6], в то время как обычный межзвездный или межпланетный газ описывается уравнениями магнитной гидродинамики.

Выпишем исходную систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + (\vartheta \cdot \nabla) \vartheta + \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \Delta \cdot \hat{\Pi} + \frac{1}{4\pi\rho} [H \operatorname{rot} H] &= 0 \\ \frac{\partial H}{\partial t} - \operatorname{rot} [\vartheta H] &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \vartheta) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь, как обычно, ϑ , ρ , p — скорость, плотность и давление газа, H — напряженность магнитного поля, $\hat{\Pi}$ — тензор давления ЧГЛ космических лучей. Согласно [6],

$$\hat{\Pi} = \Pi_{\perp} \delta_{ik} + (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) i_H i_H, \quad (2)$$

где $\Pi_{\parallel}$, $\Pi_{\perp}$ — компоненты тензора давления вдоль поля и в поперечном направлении, δ_{ik} — единичный диагональный тензор, $i_H i_H$ — тензорное произведение единичных ортов, направленных вдоль магнитного поля. Изменение компонентов тензора давления ЧГЛ определяется из уравнений [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi_{\parallel}}{\partial t} + (\vartheta \cdot \nabla) \Pi_{\parallel} + 3 \Pi_{\parallel} \nabla_{\parallel} v_{\parallel} + \Pi_{\perp} \nabla_{\perp} v_{\perp} &= 0 \\ \frac{\partial \Pi_{\perp}}{\partial t} + (\vartheta \cdot \nabla) \Pi_{\perp} + 2 \Pi_{\perp} \nabla_{\perp} v_{\perp} + \Pi_{\perp} \nabla_{\parallel} v_{\parallel} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь и в дальнейшем $v_{\parallel}$ и $v_{\perp}$ — компоненты скорости вдоль поля и в поперечном направлении. Вместе с уравнением состояния $p \sim \rho^{\gamma}$, уравнения (1)–(3) составляют полную систему. Здесь следует отметить, что массовая скорость космических лучей и межзвездного газа одна и та же и поэтому отсутствует уравнение движения для релятивистского газа космических лучей. Противоположный случай будет рассмотрен позже. С незначительными преобразованиями запишем уравнения (1) и (3) в компонентах. Учитывая, что

$$\nabla \cdot \hat{\Pi} = \nabla_{\perp} \Pi_{\perp} + \nabla_{\parallel} \Pi_{\parallel} + (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) \left[(H \cdot \Delta) H - 2 \frac{H}{H} (H \cdot \nabla) H \right] \frac{1}{H^2}, \quad (4)$$

получим

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) v_{\parallel} + \frac{1}{\rho} \nabla_{\parallel} p + \frac{1}{\rho} \nabla_{\parallel} \left(\Pi_{\parallel} + \frac{H^2}{8\pi} \right) - \\
 & \quad - \frac{(H \cdot \nabla) H_{\parallel}}{4\pi\rho} \left[1 + \frac{4\delta(\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp})}{H^2} \right] = 0, \\
 & \frac{\partial v_{\perp}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) v_{\perp} + \frac{1}{\rho} \nabla_{\perp} p + \frac{1}{\rho} \nabla_{\perp} \left(\Pi_{\perp} + \frac{H^2}{8\pi} \right) - \\
 & \quad - \frac{(H \cdot \nabla) H_{\perp}}{4\pi\delta} \left[1 - \frac{4\pi(\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp})}{H^2} \right] = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_{\parallel}}{\rho} \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{H_{\parallel}}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho} (H \cdot \nabla) v_{\parallel} = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_{\perp}}{\rho} \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{H_{\perp}}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho} (H \cdot \nabla) v_{\perp} = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) + 2 \left(\frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) \nabla_{\parallel} v_{\parallel} = 0, \\
 & \frac{\partial \Pi_{\parallel}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \Pi_{\parallel} + 3 \Pi_{\parallel} \nabla_{\parallel} v_{\parallel} + \Pi_{\perp} \nabla_{\perp} v_{\perp} = 0, \\
 & \frac{\partial \Pi_{\perp}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \Pi_{\perp} + 2 \Pi_{\perp} \nabla_{\perp} v_{\perp} + \Pi_{\parallel} \nabla_{\parallel} v_{\parallel} = 0, \\
 & p \sim \rho^{\gamma}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

В качестве первого шага к исследованию полученной системы уравнений рассмотрим распространение малых возмущений. Линеаризация уравнений (5) дает

$$\begin{aligned}
 & \rho \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial t} + c^2 \nabla_{\parallel} \rho' + \nabla_{\parallel} \Pi' - \frac{\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}}{H} \nabla_{\parallel} h_{\parallel} = 0, \\
 & \rho \frac{\partial v_{\perp}}{\partial t} + c^2 \nabla_{\perp} \rho' + \nabla_{\perp} \Pi' + \frac{H}{4\pi} \nabla_{\perp} h_{\parallel} - \\
 & \quad - \frac{H}{4\pi} \left[1 - \frac{4\pi(\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp})}{H^2} \right] \nabla_{\parallel} h_{\perp} = 0, \\
 & \frac{\partial h_{\parallel}}{\partial t} - \frac{H}{\rho} \frac{\partial \rho'}{\partial t} - H \nabla_{\parallel} v_{\parallel} = 0, \\
 & \frac{\partial h_{\perp}}{\partial t} - H \nabla_{\perp} v_{\perp} = 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Pi'_1}{\partial t} - \frac{\Pi_1}{\rho} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + 2\Pi_1 \nabla_1 v_1 &= 0, \\
\frac{\partial \Pi'_1}{\partial t} + 3\Pi_1 \nabla_1 v_1 + \Pi_1 \nabla_1 v_1 &= 0, \\
\frac{\partial \Pi'_1}{\partial t} + 2\Pi_1 \nabla_1 v_1 + \Pi_1 \nabla_1 v_1 &= 0.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь штрихами обозначены флуктуирующие величины, а у величин постоянных для простоты опущены нулевые индексы. Кроме того, положено

$$H_1 = H_0 + h_1; \quad H_\perp = h_\perp, \tag{7}$$

далее $c = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ — скорость звука в межзвездном газе. Полагая, что все флуктуирующие величины пропорциональны $\exp i[\omega t - (k_1 z + k_\perp r)]$, где z и r — координаты вдоль и поперек поля, соответственно, получаем характеристическую систему.

$$\begin{aligned}
\omega \rho v_1 - k_1 c^2 \rho' - k_1 \Pi'_1 + k_1 \frac{\Pi_1 - \Pi_\perp}{H} h_1 &= 0, \\
\omega \rho v_\perp - k_\perp c^2 \rho' - k_\perp \Pi'_\perp - k_\perp h_1 \frac{H}{8\pi} + k_1 h_\perp \frac{H}{4\pi} \left[1 - \frac{4\pi(\Pi_1 - \Pi_\perp)}{H^2} \right] &= 0, \\
\omega h_1 - \omega \rho' \frac{H}{\rho} + k_1 v_1 H &= 0, \\
\omega h_\perp + k_1 v_\perp H &= 0, \\
\omega \Pi'_1 - \omega \rho' \frac{\Pi_1}{\rho} - k_1 v_1 \cdot 2\Pi_1 &= 0, \\
\omega \Pi'_1 - k_1 v_1 \cdot 3\Pi_1 - k_\perp v_\perp \Pi_1 &= 0, \\
\omega \Pi'_1 - k_\perp v_\perp \cdot 2\Pi_\perp - k_1 v_1 \Pi_\perp &= 0.
\end{aligned} \tag{8}$$

Приравнявая нулю детерминант системы характеристических уравнений, получим дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned}
&\omega^4 - \omega^2 k^2 \left(c^2 + \frac{H^2}{4\pi \rho} + \frac{\Pi_\perp}{\rho} + 2 \frac{\Pi_1}{\rho} \cos^2 \theta + \frac{\Pi_\perp}{\rho} \sin^2 \theta \right) + \\
&+ k^4 \left[\left(c^2 + 3 \frac{\Pi_1}{\rho} \right) \frac{H^2}{4\pi \rho} \cos^2 \theta - \left(\frac{\Pi_\perp^2}{\rho^2} - 6 \frac{\Pi_\perp \Pi_1}{\rho^2} - 3 \frac{\Pi_1 c^2}{\rho} \right) \cos^2 \theta - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Pi_1 - \Pi_\perp}{\rho} \left(c^2 + 3 \frac{\Pi_1}{\rho} \right) \cos^4 \theta \right] = 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

При $\Pi_{\perp} = \Pi_{\parallel} = 0$ уравнение (9) тождественно совпадает с дисперсионным уравнением для обычных магнитогидродинамических волн [1].

При отличном от нуля тензоре давления $\hat{\Pi}$ космических лучей получаем из (9)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = & \frac{1}{2} \left(c^2 + \frac{H^2}{4\pi\rho} + \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} + 2 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \cos^2 \theta + \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} \sin^2 \theta \right) \pm \\ & \pm \frac{1}{2} \left[\left(c^2 + \frac{H^2}{4\pi\rho} + \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} + 2 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \cos^2 \theta + \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} \sin^2 \theta \right)^2 - \right. \\ & - 4 \left(c^2 + 3 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) \frac{H^2}{4\pi\rho} \cos^2 \theta + 4 \left(\frac{\Pi_{\perp}^2}{\rho^2} - 6 \frac{\Pi_{\perp}\Pi_{\parallel}}{\rho^2} - 3 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} c^2 \right) \cos^2 \theta + \\ & \left. + 4 \left(c^2 + 3 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) \frac{\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}}{\rho} \cos^4 \theta \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) имеем в двух взаимно ортогональных направлениях

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{k}\right)_{\perp}^2 = & c^2 + \frac{H^2}{4\pi\rho} + 2 \frac{\Pi_{\perp}}{\rho}; \\ \left(\frac{\omega}{k}\right)_{\parallel}^2 = & \frac{1}{2} \left(c^2 + \frac{H^2}{4\pi\rho} + \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} + 2 \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(c^2 - \frac{H^2}{4\pi\rho} - \frac{\Pi_{\perp}}{\rho} \right)^2 - \right. \\ & \left. - 4 \left(c^2 + 2 \frac{H^2}{4\pi\rho} \right) \frac{\Pi_{\parallel}}{\rho} + 4 (\Pi_{\perp} - 2 \Pi_{\parallel})^2 \frac{1}{\rho^2} - 16 \frac{\Pi_{\parallel}\Pi_{\perp}}{\rho^2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Полученные выражения показывают, что давление космических лучей вносит вклад в общую упругость межзвездного газа и увеличивает скорость распространения возмущений на величину порядка $\hat{\Pi}/\rho$, что при $\hat{\Pi} \approx 10^{-12}$ дн/см²; $\rho \approx 10^{-24}$ г/см³ составляет $\approx 10^{12}$ см²/сек².

Определенный интерес может представлять и другой случай, когда массовая скорость газа космических лучей существенно отличается от массовой скорости окружающего межзвездного газа. По-видимому, такая ситуация реализуется при выбросе пучка быстрых частиц из атмосферы звезды в окружающее пространство. Кстати, плотность массы покоя эжектируемых частиц в этом случае не обязательно будет пренебрежимо малой по сравнению с плотностью окружающего газа. Такой случай является более сложным и требует специального рассмотрения. Здесь хотелось бы обратить внимание на тот факт, что в этом случае изменится запись уравнения магнитной индукции. Действительно, в приближении бесконечной проводимости имеем

$$E + \frac{1}{c} [\mathbf{w}H] = 0, \quad (12)$$

где $\mathbf{w}$ — массовая скорость среды, определяемая соотношением

$$\mathbf{w} = \frac{\rho_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{v}_2}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (13)$$

Для определенности будем обозначать индексами „1“ и „2“ межзвездный газ и пучок частиц, соответственно. Подставляя (13) в (12) и почленно производя операцию rot , немедленно получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} = & \text{rot} [\mathbf{v}_1 H] \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_2} + \text{rot} [\mathbf{v}_2 H] \frac{\rho_2}{\rho_1 + \rho_2} + \\ & + \frac{\rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} [\xi (H \cdot \nabla) \rho_1 - H (\xi \cdot \nabla) \rho_1] - \\ & - \frac{\rho_1}{(\rho_1 + \rho_2)^2} [\xi (H \cdot \nabla) \rho_2 - H (\xi \cdot \nabla) \rho_2], \end{aligned} \quad (14)$$

где $\xi = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$. Здесь использованы обычные уравнения Максвелла

$$\text{rot } E = - \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}; \quad \text{div } H = 0. \quad (15)$$

Уравнение (14) отражает тот факт, что в двухкомпонентной среде деформация магнитного поля вызывает индукционные токи в каждой из компонент, пропорциональные концентрации зарядов. В одномерном случае, когда скорости $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ перпендикулярны полю и направлены по оси x , из (14) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{H}{\rho_1 + \rho_2} \left[J_1 \frac{\partial}{\partial x} \ln v_1 H + J_2 \frac{\partial}{\partial x} \ln v_2 H - \right. \\ \left. - (v_1 - v_2) \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \frac{\partial}{\partial x} \ln \frac{\rho_1}{\rho_2} \right] = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $J_1 = \rho_1 v_1$; $J_2 = \rho_2 v_2$.

Далее, если поток является стационарным и $\rho_2 \ll \rho_1$, но не настолько, чтобы этой величиной можно было пренебречь вовсе, из (16) находим

$$\left(\frac{H}{\rho_1} \right)^{1 + \frac{J_1}{J_2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{2 \frac{J_2}{J_1}} = \frac{H_0}{\rho_{10}} e^{-\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (17)$$

Полученное выражение является аналогом хорошо известного соотношения $H/\rho = \text{const}$ в обычной магнитной гидродинамике.

Автор выражает глубокую признательность Ю. П. Булашевичу и С. А. Каплану за внимание к работе и ценную дискуссию.

Уральский научный центр АН СССР
Институт геофизики

THE SOUND VIBRATIONS IN COSMIC MAGNETO-ACTIVE SPACE

E. Ja. GIDALEVITCH

In a non-relativistic approximation, the role of the cosmic rays in a total elasticity of the interstellar gas is examined. The magnetic field is a means of transference of impulse from the cosmic rays to the „usual“ interstellar gas. The interstellar gas is described by the equations of hydromagnetic dynamics, and the cosmic rays are described by the Chew—Goldberger—Low system. It is shown that the cosmic rays make an important contribution to the total speed of sound in the presence of the magnetic field.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Х. Альвен, К. Г. Фельтхаммар, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967.
2. С. А. Каплан, Межзвездная газодинамика, Физматгиз, М., 1958.
3. Ф. А. Баум, С. А. Каплан, К. П. Станюкович, Введение в космическую газодинамику, Физматгиз, М., 1958.
4. С. Б. Ликельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
5. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.
6. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Proc. Roy. Soc., A236, 112, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРОИДОВ, ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ ОСИ ВРАЩЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Р. С. ОГАНЕСЯН, М. Г. АБРАМЯН

Поступила 9 июня 1972

Рассматривается вопрос устойчивости жидких сфероидов, вытянутых вдоль оси вращения тороидальным магнитным полем. Устойчивость рассмотрена по отношению к малым поверхностным возмущениям типа $n=m=2$, являющегося определяющим в теории жидких фигур [3, 4]. Установлено, что эти вытянутые магнитным полем сферонды являются устойчивыми конфигурациями.

В работе [1] нами было показано, что структура силовых магнитных полей, которые оказывают существенное влияние на равновесие самогравитирующей космической плазмы, при стационарном и твердотельном вращении, определяется уравнением

$$\operatorname{rot} \left\{ \frac{\vec{B} \cdot \operatorname{rot} \vec{B}}{\rho} \right\} = 0. \quad (1)$$

В предположении тороидального характера магнитных полей $\vec{B} = (0; 0; B)$, найдем следующее решение уравнения (1) [2, 1]:

$$B(r, \vartheta) = \gamma \rho r \sin \vartheta \quad \text{или} \quad B(r, \vartheta) = B_0 \left(\frac{r}{a} \right) \sin \vartheta, \quad (2)$$

где

$$B_0 = \gamma \rho a \quad (3)$$

представляет магнитное поле на экваторе. Далее нами было установлено [1], что эллипсоиды Маклорена ($a = b > c$), при индукции поля больше некоторого критического ($B_0 > B_c = \omega a \sqrt{2\pi\rho}$), вытягиваются вдоль оси вращения ($a = b < c$), образуя новый тип равновесных фи-

гур в виде вытянутых сфероидов. Притом критическому значению магнитного поля $B_0 = B_c$ соответствует стационарно-вращающаяся фигура равновесия в форме сферы.

В настоящей работе мы рассмотрим устойчивость этих вытянутых сфероидов.

Уравнение поверхности сфероида (S_0) в равновесном состоянии представим в виде

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \quad (4)$$

где предполагается, что вращения происходит вокруг оси z , а начало координат находится в центре конфигурации.

Рассмотрение задачи намного упрощается введением вытянутых сфероидальных координат. С этой целью введем следующие параметры:

$$k^2 = c^2 - a^2 = c^2 e^2; \quad E = \frac{a}{k} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e}. \quad (5)$$

Очевидно, что при $e=0$ сфероид превращается в сферу, а при $e \rightarrow 1$ — приблизительно в бесконечный цилиндр.

Вытянутые сфероидальные координаты (ζ ; ϑ ; φ) определим так:

$$\begin{aligned} x &= k\zeta \sin \vartheta \cos \varphi; \\ y &= k\zeta \sin \vartheta \sin \varphi; \\ z &= k(1 + \zeta^2)^{1/2} \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом коэффициенты Ламе имеют вид

$$\begin{aligned} h_\zeta^2 &= k^2 \frac{1 + \zeta^2 - \mu^2}{1 + \zeta^2}; \\ h_\vartheta^2 &= k^2 (1 + \zeta^2 - \mu^2); \\ h_\varphi^2 &= k^2 \zeta^2 (1 - \mu^2), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\mu = \cos \vartheta$. Легко видеть, что $\zeta = \text{const}$ поверхности являются семейство софокусных вытянутых сфероидов. Притом поверхность (4) имеет следующий простой вид:

$$\zeta = E. \quad (8)$$

В дальнейшем нам необходимо условие равновесия, полученное нами для вытянутых сфероидов [1]

$$\frac{p}{\rho} - V - \left(\frac{1}{2} \omega^2 - \rho \frac{\gamma^2}{4\pi} \right) = \text{const}, \quad (9)$$

выразить через параметр e . Здесь $V(x, y, z)$ есть потенциал внутри вытянутого сфероида, имеющий вид

$$\frac{V}{\pi G \rho a^2 c} = \text{const} - A_1(x^2 + y^2) - A_3 z^2, \quad (10)$$

где, при $c > a$

$$A_1 = \int_0^\infty \frac{du}{(a^2 + u)^2 (c^2 + u)^{1/2}} = \frac{1}{2k^3} \left[\frac{2e}{1-e^2} - \ln \frac{1+e}{1-e} \right];$$

$$A_3 = \int_0^\infty \frac{du}{(a^2 + u) (c^2 + u)^{3/2}} = \frac{1}{k^3} \left[\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right]. \quad (11)$$

Следовательно, условие (9) с учетом (10) примет вид

$$\frac{p}{\rho} = \text{const} - \pi G \rho a^2 c \left[\left(A_1 - \frac{\omega^2}{2\pi G \rho a^2 c} + \frac{\gamma^2}{4\pi^2 G a^2 c} \right) (x^2 + y^2) + A_3 z^2 \right].$$

Так как на поверхности (4) гидростатическое давление должно обращаться в нуль, то p можно представить в виде

$$p = \pi G \rho a^2 c^3 A_3 \left[1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{z^2}{c^2} \right]. \quad (12)$$

При этом мы предполагали, что

$$a^3 \left(A_1 - \frac{\omega^2}{2\pi G \rho a^2 c} + \frac{\gamma^2}{4\pi^2 G a^2 c} \right) = c^2 A_3. \quad (13)$$

Отсюда, с учетом (11) и (3), получим:

$$\omega^2 - \frac{B_0^2}{2\pi \rho a^2} = \frac{2\pi G \rho}{e^3} \left[3e - \frac{3-e^2}{2} \ln \frac{1+e}{1-e} \right]. \quad (14)$$

Отметим, что правая часть формулы (14) при $0 \leq e \leq 1$ есть величина существенно отрицательная. То есть (14) имеет место при $B_0 \geq B_c = a \omega \sqrt{2\pi \rho}$.

Теперь применим метод теории малых колебаний к исследованию устойчивости вытянутых сфероидов по отношению к малым поверхностным возмущениям. Исходная система уравнений есть

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{u} &= 0. \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\omega} \times \vec{u} &= -\nabla \Pi_1 - \frac{1}{4\pi\rho} [\vec{B} \operatorname{rot} \vec{B}] \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где

$$\Pi_1 = \frac{p}{\rho} - V - \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2).$$

На возмущенной свободной поверхности гидростатическое давление должно обращаться в нуль:

$$[p]_s = 0. \quad (16)$$

Это представляет граничное условие задачи.

Представим решения системы (15) в виде

$$p = p_s + \delta p; \quad V = V_s + \delta V; \quad \vec{B} = \vec{B}_s + \delta \vec{B}, \quad (17)$$

где индекс "s" указывает на значения параметров равновесной конфигурации.

Отметим, что гидродинамическое поле скоростей $\vec{u}$ возмущений предполагается соленоидальной

$$\operatorname{rot} \vec{u} = 0. \quad (18)$$

Введем также вектор отклонения частиц жидкости от равновесного положения $\vec{\xi}(\vec{r}, t)$, которое в линейном приближении суть:

$$\vec{u} \simeq \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}.$$

Тогда граничное условие (16) на невозмущенной поверхности S_s примет следующий вид:

$$\begin{aligned} [p]_s &= [p_s]_s + [\delta p]_s = [p_s + \vec{\xi} \operatorname{grad} p_s]_s + [\delta p]_s = \\ &= [\vec{\xi} \operatorname{grad} p_s + \delta p]_s = 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где мы учли условие $[p_s]_s = 0$. Запишем условие (19) в виде, удобном для расчетов. С этой целью преобразуем магнитный член во втором уравнении системы (15). Имея в виду условие (18), можно написать

$$\vec{\xi} = \operatorname{grad} \psi, \quad (20)$$

откуда с учетом несжимаемости жидкости, для функции ψ получим уравнение Лапласа:

$$\Delta\psi = 0. \quad (21)$$

Из решений (21) нас будет интересовать только гармоника с $m=n=2$ [3, 4]. Для этого случая легко доказать, что

$$\begin{aligned} [\vec{B} \text{ rot } \vec{B}] &\approx [\vec{B}_* \text{ rot } \vec{B}_*] + [\vec{B}_* \text{ rot } \delta\vec{B}] + [\delta\vec{B} \text{ rot } \vec{B}_*] = \\ &= -\text{grad} \left\{ \vec{\xi} \text{ grad } \frac{B_*^2}{2} - B_*^2 \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

При преобразовании (22), мы воспользовались соотношениями (18), (2) и тем, что

$$\delta\vec{B} = \text{rot} [\vec{\xi} \vec{B}_*] + (\vec{\xi} \nabla) \vec{B}_* = -(\vec{B}_* \nabla) \vec{\xi}. \quad (23)$$

Тогда, с учетом (22), второе уравнение системы (15) можно представить в виде

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\omega} \cdot \vec{u} = -\nabla \Pi, \quad (24)$$

где

$$\Pi = \Pi_1 + \frac{B_*^2}{4\pi\rho} - \vec{\xi} \text{ grad } \frac{B_*^2}{8\pi\rho} = \text{const} + \frac{1}{\rho} \left\{ \delta p - \rho \delta V - \vec{\xi} \text{ grad } \frac{B_*^2}{8\pi} \right\}. \quad (25)$$

Здесь мы учли (17) и (19). Следовательно, граничное условие (19), представляющее возможность определения частоты малых колебаний, можно представить в виде

$$[\Phi + \rho \Pi]_{s_*} = 0, \quad (26)$$

где введено обозначение

$$\Phi = \rho \delta V + \vec{\xi} \text{ grad } p_* + \vec{\xi} \text{ grad } \frac{B_*^2}{8\pi}. \quad (27)$$

Функция Φ имеет простое физическое истолкование. Действительно, $\int \Phi d\tau$ есть необходимая работа для квазистатических $\vec{\xi}$ деформаций поверхности конфигурации.

Теперь вычислим Φ и Π на поверхности равновесной конфигурации.

Решение уравнения (21), в системе координат (6), имеет вид [5]

$$\psi(\zeta, \vartheta, \varphi) \sim P_n^m(x) P_n^m(\mu) e^{im\varphi}, \quad (28)$$

где мы ввели обозначение $x = \sqrt{1 + \zeta^2}$. Откуда с помощью (20), при $n = m = 2$ получим

$$[\xi_\zeta]_{s_e} = \frac{K_{2,2}}{h_\zeta} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}, \quad (29)$$

$$[\xi_\vartheta]_{s_e} = \frac{R_{2,2}}{h_\vartheta} P_2^1(\mu) e^{2i\varphi}, \quad (30)$$

где постоянные $K_{2,2}$ и $R_{2,2}$ выражаются следующими интегралами:

$$K_{2,2} = \frac{1}{8\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi [h_\zeta \xi_\zeta]_{s_e} \cdot e^{-2i\varphi} \sin \vartheta d\vartheta; \quad (31)$$

$$R_{2,2} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi [h_\vartheta \xi_\vartheta]_{s_e} \cdot e^{-2i\varphi} \cos \vartheta d\vartheta. \quad (32)$$

Гравитационный эффект этих отклонений можно представить [3] как увеличение на $\rho[\xi_\zeta]_{s_e}$ плотности поверхностного распределения массы к S_e поверхности. Изменение гравитационного потенциала, обусловленного этим эффектом, является общим решением уравнения Лапласа и следовательно, имеет вид [5]

$$\delta V = \begin{cases} c_{2,2} \frac{Q_2^2(x)}{Q_2^2(x_0)} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}; & \zeta \geq E, \\ c_{2,2} \frac{P_2^2(x)}{P_2^2(x_0)} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}; & \zeta \leq E, \end{cases} \quad (33)$$

где $x_0 = \sqrt{1 + E^2}$, а $P_2^2(x)$; $Q_2^2(x)$ — есть присоединенные функции Лежандра комплексного аргумента первого и второго рода, соответственно. Вронскиан этих функций, который пригодится нам для вычисления δV , имеет следующий вид:

$$P_n^m(x) \frac{dQ_n^m(x)}{dx} - Q_n^m(x) \frac{dP_n^m(x)}{dx} = \frac{(-1)^m (n+m)!}{(n-m)!} \frac{1}{1-x^2}. \quad (34)$$

Для определения коэффициентов $c_{2,2}$ применим теорему Гаусса к массе, распределенной в элементарном объеме поверхности S_e [3]

$$\left[\frac{1}{h_z} \frac{\partial}{\partial z} \delta V \right]_{z=-E+0} - \left[\frac{1}{h_z} \frac{\partial}{\partial z} \delta V \right]_{z=-E-0} = -4\pi G\rho [\xi_z]_{z=-E}. \quad (35)$$

Подставляя сюда выражения (29), (33), соответственно для величин $[\xi_z]_{z=}$ и δV , и используя соотношение (34), для $c_{2,2}$ получим

$$c_{2,2} = \frac{\pi G\rho}{6} \frac{(1-e^2)^{1/2}}{e^2} K_{2,2} P_2^2(x_0) Q_2^2(x_0).$$

Отсюда, имея в виду, что

$$P_2^2(x_0) = 3(x_0^2 - 1) = 3 \frac{1-e^2}{e^2},$$

$$\begin{aligned} Q_2^2(x_0) &= \frac{3}{2} (x_0^2 - 1) \ln \frac{x_0 + 1}{x_0 - 1} + \frac{5x_0 - 3x_0^3}{x_0^2 - 1} = \\ &= \frac{3}{2} \frac{1-e^2}{e^2} \ln \frac{1+e}{1-e} + \frac{5e^2 - 3}{e(1-e^2)}, \end{aligned}$$

находим

$$\begin{aligned} [\rho \delta V]_{z_0} &= \frac{\pi G\rho^2}{2} \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \times \\ &\times \left[\frac{3e^4 - 6e^2 + 3}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} + 5e^2 - 3 \right] K_{2,2} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}. \end{aligned} \quad (36)$$

Далее, пользуясь формулой (12), легко получить

$$\text{grad } p_* = - \frac{2\pi G\rho^2}{e(1-e^2)} a^3 A_3 h_z \hat{e}_z,$$

где $\hat{e}_z$ — есть единичный вектор [в направлении увеличения z]. Следовательно, имея в виду (29), получим

$$[\xi \text{ grad } p_*]_{z_0} = - \frac{2\pi G\rho^2 a^3}{e(1-e^2)} A_3 K_{2,2} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}. \quad (37)$$

Тем же способом находим

$$\begin{aligned} \left[\xi \text{ grad } \frac{B_z^2}{8\pi} \right]_{z_0} &= \frac{\gamma^2 \rho}{4\pi} \times \\ &\times \left[\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{1-\mu^2}{1-e^2\mu^2} + \frac{(1-e^2)\mu^2}{1-e^2\mu^2} \frac{R_{2,2}}{K_{2,2}} \right] K_{2,2} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}. \end{aligned} \quad (38)$$

Исходя из системы уравнений (15), легко получить дифференциальное уравнение Пуанкаре для определения функции Π :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left(1 + \frac{4\omega^2}{s^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} \Pi = 0. \quad (39)$$

При выводе этого уравнения предполагали, что $u \sim e^{st}$. Поскольку нас интересует гармоника $n = m = 2$, то, следуя Картану [3], воспользуемся следующим частным решением уравнения (39):

$$\Pi = h(x + iy)^2 \quad (h = \text{const}). \quad (40)$$

Тогда с помощью (24) легко установить, что

$$\begin{aligned} u_x &= -\frac{1}{s^2 + 4\omega^2} \left(s \frac{\partial}{\partial x} + 2\omega \frac{\partial}{\partial y} \right) \Pi = -\frac{2h(x + iy)}{s - 2i\omega}; \\ u_y &= -\frac{1}{s^2 + 4\omega^2} \left(s \frac{\partial}{\partial y} - 2\omega \frac{\partial}{\partial x} \right) \Pi = -\frac{2hi(x + iy)}{s - 2i\omega}; \\ u_z &= -\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial z} \Pi = 0. \end{aligned} \quad (41)$$

Очевидно, что вектор u , определяющийся через (41), удовлетворяет условиям несжимаемости и соленоидальности.

Далее, легко показать также, что

$$[\Pi]_{s_*} = \frac{1}{3} a^2 h P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}, \quad (42)$$

$$[h_x u_x]_{s_*} = -\frac{2a^2 h e (1 - e^2)^{-1/2}}{3(s - 2i\omega)} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}, \quad (43)$$

$$[h_y u_y]_{s_*} = -\frac{2a^2 h}{3(s - 2i\omega)} P_2^1(\mu) e^{2i\varphi}, \quad (44)$$

Тогда, интегрируя (31) и (32), с учетом (43) и (44), получим

$$K_{2,2} = -\frac{2a^2 h e (1 - e^2)^{-1/2}}{3s(s - 2i\omega)}; \quad (45)$$

$$R_{2,2} = -\frac{2a^2 h}{3s(s - 2i\omega)}. \quad (46)$$

Подставляя выражения (45) и (46) в (38), имеем

$$\left[\tilde{\epsilon} \text{grad} \frac{B_z^2}{8\pi} \right]_{s_*} = \frac{\gamma^2 p}{4\pi} \frac{(1 - e^2)^{1/2}}{e} K_{2,2} P_2^2(\mu) e^{2i\varphi}. \quad (47)$$

Следовательно, с учетом (36), (37), (42) и (47) граничное условие (26) примет следующий вид:

$$[\Phi + \rho\Pi]_{s_0} = \frac{a^2 h}{3} \left[1 - \frac{3 \sqrt{1-e^2}}{2a^2 h e} K_{2,2} \left(Q - \rho \frac{\gamma^2}{2\pi} \right) \right] P_2^2(\mu) e^{2i\tau} = 0.$$

Или, имея в виду (45), получим уравнение для определения частоты рассматриваемых колебаний:

$$s(s - 2i\omega) + Q - \frac{B_0^2}{2\pi\rho a^2} = 0,$$

откуда находим

$$s_{1,2} = i \left[\omega \pm \left(Q + \omega^2 - \frac{B_0^2}{2\pi\rho a^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (48)$$

Здесь введено обозначение

$$Q = \frac{\pi G \rho}{e^4} \left[3 - 13e^2 - \frac{3e^4 - 14e^2 + 3}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} \right]. \quad (49)$$

Существенно отметить, что функция Q в пределах изменения своего аргумента $0 \leq e \leq 1$ есть величина положительная.

Устойчивость системы определяется знаком подкоренного выражения формулы (48), которое с учетом (14) и (49) приводится к следующему виду:

$$Q + \omega^2 - \frac{B_0^2}{2\pi\rho a^2} = \frac{\pi G \rho}{2e^3} F(e),$$

где

$$F(e) = 2e(3 - 7e^2) - (3 - 8e^2 + e^4) \ln \frac{1+e}{1-e}.$$

В интервале изменения $1 \geq e \geq 0$ функция $F(e)$ положительна ($\infty > F(e) > 0$). Следовательно, вытянутые магнитным полем вращающиеся сфероиды являются устойчивыми фигурами равновесия по отношению к рассматриваемым возмущениям.

Ереванский государственный
университет

ON THE STABILITY OF THE SPHEROIDS EXTRACTED ALONG
THE AXIS OF ROTATION BY TOROIDAL MAGNETIC FIELD

R. S. HOVANESIAN, M. G. ABRAMIAN

The problem of the stability of liquid spheroids extracted along the axis of rotation by a toroidal magnetic field is considered. The stability concerning small surface perturbations of the type $n = m = 2$, which are decisive in the theory of liquid figures [3, 4] is studied. It is established that the figures extracted by a magnetic field are stable configurations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрон. ж. (в печати).
2. I. W. Roxburgh, B. R. Durney, M. N., 135, 329, 1967.
3. P. H. Roberts, K. Stewartson, Ap. J., 137, 777, 1963.
4. N. R. Lebovitz, Ap. J., 134, 500, 1961.
5. Е. В. Гобсон, Теория сферических и эллипсоидальных функций, ИЛ, М., 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ СВЕРХСВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСАРОВ

В. Я. ЭЙДМАН

Поступила 30 ноября 1971

Обсуждаются возможности механизма сверхсветового синхротронного излучения в вакууме [1] для интерпретации некоторых особенностей излучения пульсаров.

Как известно, для интерпретации наблюдаемого излучения пульсаров представлялось весьма заманчивым предположить, что источник излучения движется со скоростью, близкой к скорости света [1—3]. Однако возможность твердотельного движения области с размерами порядка 10 км с такой скоростью вызывает серьезные возражения (см., например, [4]).

Между тем, как показано в [5] (см. также [6, 7]), имеется возможность получить излучение, близкое по свойствам к излучению источника, движущегося со скоростью, близкой к скорости света или даже превышающей ее, без того, чтобы объект двигался как целое со столь большой скоростью. Поясним это обстоятельство несколько подробнее. Допустим, что источник частиц, расположенный в точке O , излучает узкий пучок, вращающийся с угловой скоростью Ω . Если этот пучок взаимодействует со сферическим слоем среды (с центром O и радиусом a), то в области взаимодействия может возникнуть дипольный момент p (например, обязанный комптоновским токам, если источник дает пучок γ -квантов). Это может быть также поляризованный внешним полем нейтральный пучок частиц или даже два пучка, каждый из которых состоит из зарядов разных знаков (например, положительные и отрицательные заряды, движущиеся в противоположных направлениях вдоль магнитной оси вращающейся нейтронной звезды [8]) и так далее. После прохождения пучка дипольный момент исчезает. Таким образом, возникает источник электромаг-

нитного поля, движущийся со скоростью $v = \Omega a$. Если $v > c$, то возникающее излучение обладает свойствами сверхсветового излучения в вакууме, хотя реальная скорость частиц, разумеется, не превышает скорости света. При этом максимум излучения приходится на длину волны $\lambda \simeq l$, где $l = a \Delta \varphi$ порядка линейного размера области взаимодействия ($\Delta \varphi$ — угловая ширина пучка).

Как и в [5], ограничимся здесь случаем, когда дипольный момент $\vec{p}$ ориентирован вдоль определенного направления. Тогда сторонний ток может быть записан в виде [5]

$$\vec{j} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \vec{p} \delta \left[\vec{r} - \vec{r}_0(t) \right] \right\}, \quad (1)$$

где $\vec{r}_0 = a \{ \cos \Omega t, \sin \Omega t, 0 \}$; $\vec{p} = p \{ 0, 0, 1 \}$; $v = \Omega a \geq c$.

Если связывать механизм сверхсветового излучения с излучением пульсаров, то появляется возможность объяснить существование у некоторых пульсаров двух импульсов за период. Поэтому здесь наряду с интенсивностью приведено выражение для поля излучения. Разлагая поля в четырехкратные интегралы Фурье, найдем, что существенная здесь компонента электрического поля E_z есть

$$E_z(0, y, z) = -\frac{P}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \sum \frac{\sin^2 \vartheta}{\left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 - 1} J_s(kr_0 \sin \vartheta) \delta(\omega - s\Omega) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\omega d\vec{k}, \quad (2)$$

где $\vec{k} = k \{ \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1, \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1, \cos \vartheta_1 \}$; $\vec{r} = \{ 0, y, z \}$; $r = \sqrt{y^2 + z^2}$; $J_s(kr_0 \sin \vartheta)$ — функция Бесселя.

Чтобы найти волновое поле (при $r \rightarrow \infty$), необходимо использовать метод перевала. В результате после некоторых вычислений для основной части поля, отвечающей $s \gg 1$, будем иметь

$$\begin{aligned} E_\vartheta(0, y, z) = & -\frac{p \sin \vartheta}{\sqrt{2\pi\Omega} c^2 r (\beta \sin \vartheta - 1)^{1/4}} \times \\ & \times \int_{2\pi\Omega < \omega < c/l} \omega^{3/2} \left\{ \exp \left[-i \left(\frac{\omega}{\Omega} \left(\tau + \arccos \frac{1}{x} - \sqrt{x^2 - 1} \right) - \frac{\pi}{4} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \exp \left[-i \left(\frac{\omega}{\Omega} \left(\tau - \arccos \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} \right) + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\} d\omega, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_\vartheta(0, y, z) = E_z(0, y, z) / \sin \vartheta.$$

$1 \leq x = \beta \sin \vartheta$; $\tau = \Omega(t - r/c)$; $0 \leq \arccos 1/x \leq \pi/2$; $\sqrt{x^2 - 1} > 0$; $\sin \vartheta = y/z$; $\omega = s\Omega$; $s \gg 1$; $r \rightarrow \infty$, причем для функции Бесселя вида $J_s(s\beta \sin \vartheta)$ при $s \gg 1$ было использовано значение

$$J_s(sx) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi s}} \frac{1}{(x^2 - 1)^{1/4}} \cos \left[\left(-\arccos \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} \right) s + \frac{\pi}{4} \right],$$

$$x > 1; \sqrt{x^2 - 1} > 0; 0 \leq \arccos \frac{1}{x} \leq \frac{\pi}{2}.$$

Разумеется, можно было бы написать и более точную формулу для E_0 , которая не содержала бы слабой особенности при $\beta \sin \vartheta \rightarrow 1$. Однако в этом нет особой необходимости, так как интенсивность излучения не имеет особенности при $\beta \sin \vartheta = 1$. Из (3) легко найти интенсивность излучения

$$I = \frac{2p^3}{\pi c^3} \int_{\arcsin 1/\beta}^{\pi/2} \frac{\sin^3 \vartheta d\vartheta}{\sqrt{\beta^2 \sin^2 \vartheta - 1}} \int_{\Omega \cdot \omega \leq c/l} \omega^3 d\omega = \frac{p^3 (\beta^2 + 1)}{2v^3} \int_{\Omega \cdot \omega \leq c/l} \omega^3 d\omega. \quad (4)$$

Из (3) следует, что за один период $2\pi/\Omega$ в точку наблюдения приходит два импульса излучения. Если обозначить $\sqrt{x^2 - 1} = -\arccos \frac{1}{x} = 2\pi p + \alpha$, $p = 1, 2, 3, \dots$, $\alpha < 2\pi$, то время появления первого импульса характеризуется величиной $\tau_1 = \alpha$, а второго $\tau_2 = 2\pi - \alpha$; $\tau = 2\pi p_1 + \tau_1$; $\tau_1 < 2\pi$ (p_1 — натуральное число).

Если, однако, источник излучения окружен поглощающей средой, как это, возможно, имеет место в пульсарах, то, как правило, второй импульс будет много меньше первого, т. к. его путь в поглощающей среде гораздо длиннее, чем первого. Если же $\beta \gg 1$, и угол наблюдения ϑ мал, то пути обоих импульсов приблизительно одинаковы и могут наблюдаться оба импульса.

Как следует из изложенного выше, для того чтобы рассмотренный механизм излучения мог реализоваться, необходимо существование на некотором расстоянии от источника частиц слоя среды повышенной концентрации. Существование такого слоя в пульсарах, разумеется, весьма проблематично, однако в некоторых работах приводятся соображения в пользу этого (см., например, [9]).

Далее, для пульсарных масштабов ($\Omega \lesssim 100 \text{ сек}^{-1}$, $a > 10^8 \text{ см}$, $l > 10^9 \text{ см}$) в случае приблизительно однородной плотности пучка описанный выше механизм может, по-видимому, дать излучение с длиной волны $\lambda_x > 10^9 \text{ см}$. Поэтому, если связывать сверхсветовое излучение

с наблюдаемым рентгеновским излучением пульсаров, то так же, как в ряде работ (см., например, [3, 10]), следует предположить, что электроны окружающей пульсар плазмы, попадая в электромагнитное поле сверхсветового длинноволнового излучения, ускоряются последним до ультрарелятивистских энергий и при этом излучают рентгеновские кванты. По-видимому, еще более сложная ситуация с радиоизлучением, ибо, чтобы получить непосредственно сверхсветовое излучение в радиодиапазоне, необходимо, чтобы, например, первичный пучок частиц был модулирован* (с характерным размером порядка радиоволны). Разумеется, глубина модуляции может быть достаточно малой.

В заключение хочется подчеркнуть, что хотя применимость сверхсветового излучения в условиях пульсаров ни в коей мере не может считаться очевидной, тем не менее нам представляются заслуживающими внимания некоторые имеющие здесь место особенности.

Автор признателен С. А. Каплану за дискуссии.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
г. Горький

ON THE POSSIBILITY OF SUPERLIGHT RADIATION IN PULSAR'S CONDITIONS

V. Ya. EIDMAN

The mechanism of superlight synchrotron radiation in vacuum [1] is applied to the interpretation of some peculiarities of pulsar radiation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. T. Gold, *Nature*, 218, 731, 1968.
2. G. Smith, *Nature*, 223, 934, 1969.
3. С. А. Каплан, В. Я. Эйджман, Письма в ЖЭТФ, 10, 320, 1969.
4. С. А. Каплан, В. Я. Эйджман, *Астрофизика*, 7, 310, 1971.
5. В. Я. Эйджман, *Радиофизика*, 15, 634, 1972.
6. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 62, 173, 1972.
7. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург, УФН, 106, 577, 1972.
8. A. Deutsch, *Ann. d'Astrophys.*, 18, 1, 1955.
9. F. Facini, *Nature*, 219, 145, 1968.
10. J. Gunn, J. Ostriker, *Nature*, 221, 454, 1969.

* Например, благодаря взаимодействию пучка частиц с окружающей плазмой.

ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В О-СКОПЛЕНИЯХ

Р. А. ВАРДАНЯН, Н. Г. ХАЧАТРЯН

Поступила 3 июля 1972

В работе статистическим методом показывается принадлежность части звезд типа М, приведенных в каталоге СИТ, к О-скоплениям и О-ассоциациям и отсутствие или слабость их связи с В-скоплениями.

В. А. Амбарцумян в работе [1] указал, что холодные сверхгиганты большой светимости довольно часто входят в состав О-ассоциаций.

В 1971 г. в Бюраканской обсерватории велись наблюдения открытых звездных скоплений [2] с помощью ЭОП-ов (УМ-92) в инфракрасной области спектра ($\lambda_{\text{эф}} \approx 0,9 \mu$). Из предварительной обработки наблюдений 33-х скоплений получено, что в центральных областях ($d = 10' + 12'$) О-скоплений холодные звезды с $m_R - m_{0,9\mu} > 4^m$ встречаются примерно в 4 раза чаще, чем в В-скоплениях. Наиболее богатыми в этом отношении оказались скопления, расположенные в центральных областях О-ассоциаций. Подробные результаты этих наблюдений и их дискуссия будут в ближайшем будущем опубликованы.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы на основе опубликованных другими авторами наблюдательных данных, в частности инфракрасных наблюдений в области $2,2\mu$ [3], статистическим методом исследовать вопрос о принадлежности холодных звезд к скоплениям. Для этого был использован каталог СИТ [3] и список открытых звездных скоплений [4]. Большинство звезд, входящих в каталог СИТ, относится к спектральным типам F, G, K, M, которые из-за наблюдательной селекции в основном являются звездами высокой светимости.

сти. Поэтому представляет интерес рассмотреть, какие именно из них являются членами открытых звездных скоплений.

Для этой цели открытые звездные скопления [4] были разбиты на 2 группы. В первую группу были включены скопления, содержащие звезды спектральных типов О-В2, во вторую — звезды позднее В2. В дальнейшем первую группу условно мы будем называть О-скоплениями, а вторую — В-скоплениями.

По координатам звезд каталога СГТ были вычислены угловые расстояния звезд от центров скоплений и отобраны те звезды, которые расположены не далее 4° от этих центров. После приведения центров О- и В-скоплений в одну точку, были составлены две искусственные суммарные группировки звезд, для каждой из которых сочитано количество звезд, находящихся в тридцатиминутных интервалах вокруг их центров, и определена средняя плотность звезд на небесной сфере в каждом интервале. Зависимость средней плотности звезд ρ (т. е. количество звезд на один квадратный градус) от углового расстояния (r) до центров О и В-скоплений приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, для пятидесяти О-скоплений, приведенных к одному центру, плотность звезд сильно уменьшается возрастанием углового расстояния до центра скопления. А для 83-х В-скоплений эта зависимость гораздо слабее. Отметим, что в центральных областях О-скоплений плотность звезд вдвое больше, чем на периферии.

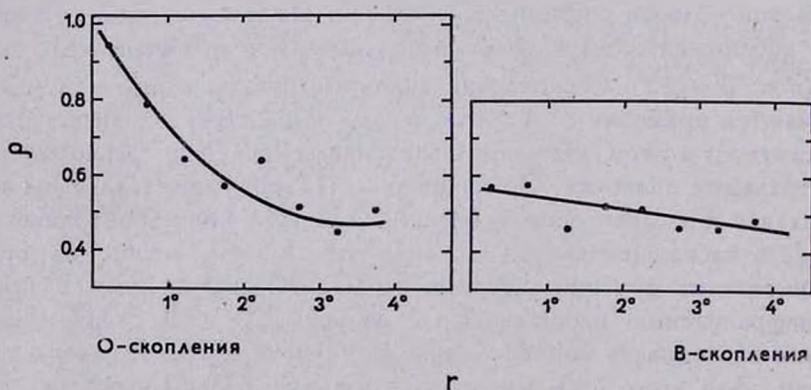


Рис. 1.

Интересно было рассмотреть подобную зависимость для синтетических О- и В-скоплений, предполагая, что звезды [3] вокруг этих скоплений с угловыми расстояниями $r < 4^\circ$ принадлежат им. Для этой цели все О-скопления были приведены на расстояние 2000 пс, так как

среднее расстояние до О-скоплений равно 2000 пс, а В-скопления — на 1000 пс. После чего, наложением друг на друга центров всех О- и В-скоплений в отдельности, были получены два синтетических О- и В-скопления. Зависимость плотности звезд синтетических О- и В-скоплений от углового расстояния до их центров приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, плотность звезд синтетического О-скопления быстро падает (приблизительно в 2 раза от центра до 2°), в то время как для В-скоплений она остается почти постоянной.

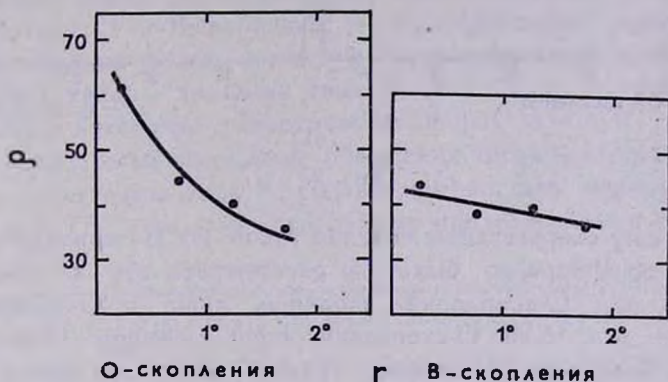


Рис. 2.

Вычисления показывают, что количество звезд, входящих в каталог СИТ, на один квадратный градус (ρ) уменьшается с увеличением галактической широты. На галактическом экваторе в интервале $b = \pm 2^\circ$ средняя плотность звезд (ρ) равна 0.55, а на галактической широте $b = 4^\circ$ она составляет 0.40. Чтобы избежать влияния этого эффекта, который частично может сказываться на зависимости плотности звезд от углового расстояния до центра скопления, были проведены следующие подсчеты для скоплений, расположенных в областях $b = \pm 3^\circ$ по галактической широте и $l = 4^\circ$ до 240° по галактической долготе.

В области каждого скопления была взята полоса длиной $\Delta l = \pm 4^\circ$ и шириной $\Delta b = \pm 2^\circ$, где Δl и Δb — расстояния звезд [3] до центра скопления. Наложением друг на друга этих полос для О- и В-скоплений отдельно была вычислена средняя плотность звезд (ρ) на квадратный градус для каждого тридцатиминутного интервала по $|\Delta l|$.

Как видно из рис. 3, для 36-ти О-скоплений плотность звезд на квадратный градус заметно уменьшается с увеличением $|\Delta l|$, а для 49-ти В-скоплений — остается постоянной. Следовательно, небольшие уменьшения плотности звезд (ρ) с угловым расстоянием от цен-

тров В-скоплений, приведенные на рис. 1 и 2, возможно, являются следствием изменения средней плотности звезд в зависимости от галактической широты.

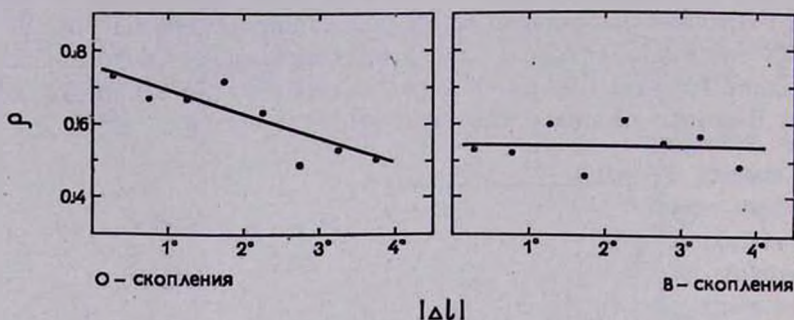


Рис. 3.

Поскольку сверхгиганты поздних типов по [1] принадлежат О-ассоциациям, то интересно было бы рассмотреть эту же зависимость (ρ от $|\Delta l|$) для О-скоплений, входящих лишь в О-ассоциации. С этой целью для 15-ти О-скоплений, принадлежащих О-ассоциациям [5, 6], была построена зависимость средней плотности звезд от $|\Delta l|$ (рис. 4). Как видно из рисунка, для этих скоплений эта зави-

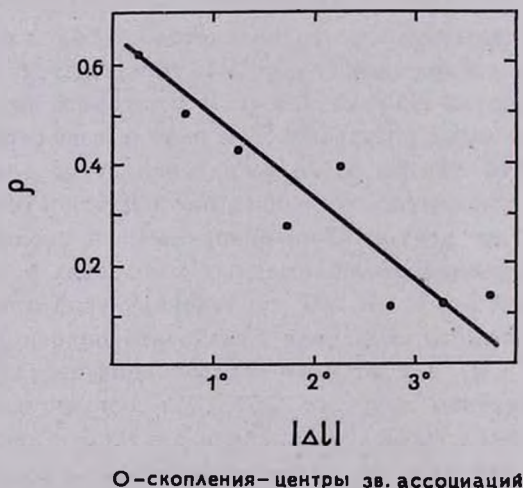


Рис. 4.

симость выражается более сильно, чем в предыдущем случае. Отметим, что после смещения координат О-скоплений по галактической

долготе, подобной зависимости между средней плотностью звезд фона и угловым расстоянием до центра скопления не было обнаружено.

Итак, можно заключить, что часть звезд, приведенных в каталоге СИТ, физически связана с О-скоплениями, а следовательно, и с О-ассоциациями.

Теперь разумно поставить вопрос: звезды каких именно спектральных типов из каталога СИТ с большей вероятностью принадлежат О-скоплениям? Чтобы ответить на этот вопрос, было подсчитано количество звезд, являющихся первыми и вторыми соседями, считая от центров О- и В-скоплений, со спектральными типами до М0 и позднее. Звезды ранних типов мы будем называть звездами типа К, а поздних типов — звездами типа М. Для О- и В-скоплений, расположенных в интервале галактических широт $b = \pm 5^\circ$ и долготой l от 4 до 240° , были вычислены отношения числа звезд спектрального типа М к числу звезд типа К, соответственно, для первых (N_{m_1}/N_{k_1}) и вторых (N_{m_2}/N_{k_2}) соседей. Эти данные представлены в табл. 1.

Таблица 1

b	$N(0)$	$N(b)$	$\frac{N_{m_1}}{N_{k_1}}(0)$	$\frac{N_{m_1}}{N_{k_1}}(b)$	$\frac{N_{m_2}}{N_{k_2}}(0)$	$\frac{N_{m_2}}{N_{k_2}}(b)$
$ b < 5^\circ$	44	56	2.1	0.50	1.6	0.62
$ b > 0^\circ$	56	98	1.7	0.57	1.8	0.80

Из данных табл. 1, следует, что отношение количества звезд типа М к числу звезд типа К (являющихся первыми соседями) для О-скоплений в 4 раза больше, чем у В-скоплений, а для вторых соседей соответствующее отношение равно 2.5. Отметим, что в выбранных нами областях, где расположены эти скопления, отношение количеств звезд фона спектрального типа М к количеству звезд типа К равно 0.66. Сравнивая результаты, приведенные в табл. 1, со значением 0.66, можно заключить, что именно звезды спектрального типа М связаны с О-скоплениями, вследствие чего и увеличивается плотность звезд в центральных областях О-скоплений (см. рис. 1—4). Что касается принадлежности К-звезд к В-скоплениям, то из приведенных данных трудно сделать какие-либо заключения.

Подтверждением принадлежности части звезд, приведенных в каталоге СИТ, к О-, а не В-скоплениям, является зависимость визуальной звездной величины звезд (первых соседей центров скоплений) от расстояния до скоплений (см. табл. 2).

В табл. 2 представлены количества звезд, являющихся первыми соседями О-скоплений ($N(0)$), и относительные количества звезд, визуальные звездные величины которых $V < 7^m$, $7^m < V < 8^m$ и $V \geq 8^m$, соответственно, для трех групп скоплений, находящихся на расстоянии в интервалах $R < 1000$, $1000 < R < 2000$ и $R > 2000$ пс. Аналогичные данные приведены для В-скоплений. Как видно из этой таблицы, с увеличением расстояний до О-скоплений сильно уменьшается доля звезд с величиной $V < 7^m$ среди всех использованных звезд в процентах (P) и увеличивается, соответственно, доля звезд с величиной $V \geq 8^m$. Подобный эффект не наблюдается для В-скоплений.

Таблица 2

R	$N(0)$	P			$N(b)$	P		
		$V < 7^m$	$7^m - 8^m$	$V \geq 8^m$		$V < 7^m$	$7^m - 8^m$	$V \geq 8^m$
< 1000	12	41.5	41.5	17.0	34	23.5	23.5	53.0
$1000 - 2000$	14	21.0	21.0	58.0	39	36.0	20.5	43.5
> 2000	25	8.0	16.0	76.0	16	19.0	25.0	56.0

Эти данные еще раз подтверждают принадлежность части звезд поздних типов к О-скоплениям, следовательно и О-ассоциациям, а также отсутствие или слабость их связи с В-скоплениями.

Поскольку вышеприведенные данные не оставляют никаких сомнений в принадлежности, по крайней мере, значительной доли звезд типа М к О-ассоциациям, то, исходя из зависимости между плотностью звезд и расстоянием до центров О-скоплений, приведенных на рис. 1 — 4, можно оценить средний размер О-ассоциаций.

Поскольку радиус синтетического О-скопления на расстоянии 2000 пс порядка 2° (рис. 2), то диаметр синтетического звездного скопления равен 140 пс. Из рис. 2, 4 следует, что средний радиус ассоциаций не превосходит $3'$, так как плотность звезд на данном расстоянии достигает средней плотности звезд фона ($\rho \approx 0.45$). Следовательно, размеры О-ассоциаций не превосходят 200 пс. Этот результат хорошо согласуется с данными Маркаряна, приведенными в работе [6], где наибольшие размеры звездных ассоциаций оценены 170 пс.

Из приведенных выше результатов следует заключить, что в состав О-скоплений, в частности, О-ассоциаций, входят красные звезды. Следовательно, дальнейшее проведение наблюдений открытых звездных скоплений с помощью ЭОП-ов в инфракрасной области спек-

тра представляет большой интерес. Подобные наблюдения дадут возможность открыть новые красные и инфракрасные объекты в О-ассоциациях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

COLD STARS IN O-CLUSTERS

R. A. VARDANIAN, N. G. KCHATCHATRIAN

It is shown by statistical method, that some of M type stars from the CIT catalogue belong to O-clusters and O-associations while their connection with B-clusters is weak or does not exist at all.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, стр. 37.
2. К. А. Григорян, Г. В. Абрамян, Р. А. Варданян, Ж. В. Хачатрян, О применении трехкаскадного ЭОП-а в прямом фотографировании астрономических объектов (в печати).
3. G. Neugebauer, R. Leighton, Two-Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog, CIT, Washington, 1969.
4. W. Becker, R. Finkart, Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 4, 241, 1971.
5. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, стр. 28.
6. Б. Е. Маркарян, ДАН Арм.ССР, 15, 11, 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

НОЯБРЬ, 1972

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НАБЛЮДЕНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ SCO X-1

В июне—июле 1971 г. нами наблюдалась переменная циркулярная поляризация в красной спектральной области излучения рентгеновской звезды Sco X-1 [1]. Такой же эффект, но в области $0.40\text{--}0.58\text{ мк}$ независимо был зарегистрирован наблюдателями Крымской обсерватории [2]. Дж. Кемп, Р. Волстенкрофт и Дж. Сведлунд [3] наблюдали у Sco X-1 небольшую переменную циркулярную поляризацию 21 мая 1971 г. в области $0.41\text{--}0.63\text{ мк}$, однако на следующую ночь и в две ночи в феврале 1972 г. поляризация не была замечена. Дж. Лэндстрит и Дж. Энджел [4] в июле 1971 г. наблюдали этот объект с мультищелочным ФЭУ без фильтра и не нашли циркулярной поляризации в такой очень широкой спектральной области.

Таким образом, имеющиеся пока наблюдательные данные довольно отрывочны и противоречивы, и дальнейшие наблюдения очень желательны, поскольку наличие циркулярной поляризации в излучении Sco X-1 может оказаться существенным для понимания природы этого интереснейшего объекта. Летом 1972 г. мы продолжили наблюдения Sco X-1, однако погода не благоприятствовала осуществлению намеченной программы, и удалось выполнить лишь отдельные наблюдения, результаты которых мы здесь сообщаем.

Использовались те же аппаратура и методика, что и в [1], но слюдяные 90° пластинки были подобраны заново и более тщательно исследованы. Результаты исследований показали, что ложные эффекты [1] от линейной поляризации Sco X-1 [4] пренебрежимо малы по срав-

нению со случайными ошибками наблюдений. Для всех фильтров положительный знак поляризации соответствует вращению электрического вектора по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего на звезду.

Как и следовало ожидать, объект оказался слишком слаб для наблюдений с нашим 50 см телескопом в полосе R ($\lambda_{\text{эфф}} = 0.69 \text{ мк}$). Средняя поляризация, измеренная в этой полосе 9—10 июля за 45 мин, была $p_V = +0.81\% \pm 1.18\%$, что может рассматриваться лишь как грубая оценка верхнего предела p_V в R при блеске объекта $V = 12^m 3$.

В синей полосе 0.36—0.50 мк (границы по уровню 0.5) с $\lambda_{\text{эфф}} = 0.45 \text{ мк}$ полуторачасовое наблюдение от 6—7 июля не показало заметного поляризационного эффекта. Средняя за это время поляризация была $p_V = +0.35\% \pm 0.26\%$ при блеске $B = 12^m 4$. Наше наблюдение 1971 г. в такой же цветовой полосе [1] дало аналогичный результат.

Однако три наблюдения, 1—2, 9—10 и 12—13 июля, выполненные в полосе 0.52—0.71 мк с $\lambda_{\text{эфф}} = 0.63 \text{ мк}$, показали присутствие переменной циркулярной поляризации в полном согласии с нашими результатами из [1]. Несмотря на сравнительно большие ошибки, во все три ночи измеренные величины p_V имеют систематический ход со временем, напоминающий куски синусоида с периодами ~ 3 час и амплитудами $\sim 0.5—1.0\%$ при блеске объекта, менявшемся примерно от $12^m 2$ до $12^m 6$ в B.

На рис. 1 показаны результаты трехчасового наблюдения 1—2 июля 1972 г., лучшего в этой цветовой полосе. Вертикальными черточками обозначены среднеквадратические ошибки измерений p_V , оцененные по разбросу отсчетов, составляющих наблюдение. Так как каждая отдельная оценка имеет малое число степеней свободы и, следовательно, неустойчива, то для лучшей статистической устойчивости оценки ошибок были усреднены по тем частям наблюдения, где условия можно было считать более или менее однородными. Так, ошибка в последней части наблюдения больше из-за возрастания фона неба и перехода к меньшим установкам чувствительности аппаратуры. Блеск Sco X-1 во время наблюдения колебался, но не сильно, около $B = 12^m 35$.

Проанализируем это наблюдение подробнее. Средняя за весь трехчасовой интервал поляризация $p_V = -0.06\% \pm 0.19\%$, откуда следует, что постоянная составляющая в p_V отсутствует. Вместе с тем из рис. 1 видно, что в первой половине наблюдения измеренные p_V систематически отклоняются в плюс, а во второй половине—в минус. Это различие между первой (первые 7 точек на рис. 1) и последней (последние 6 точек) частями наблюдения статистически значимо с доверительной

вероятностью 98% и должно трактоваться как изменение p_V во время наблюдения.

Маловероятно, чтобы эти изменения были вызваны какими-то неучтенными ошибками, например, зависящими от положения телескопа. Во всяком случае, мы не можем указать такой систематической погрешности нашего инструмента, временной ход которой мог бы имитировать наблюдаемый эффект, тем более, что у других наблюдавшихся нами объектов ничего подобного никогда не отмечалось. Поэтому мы должны заключить, что изменения поляризации присущи самому излучению Sco X-1.

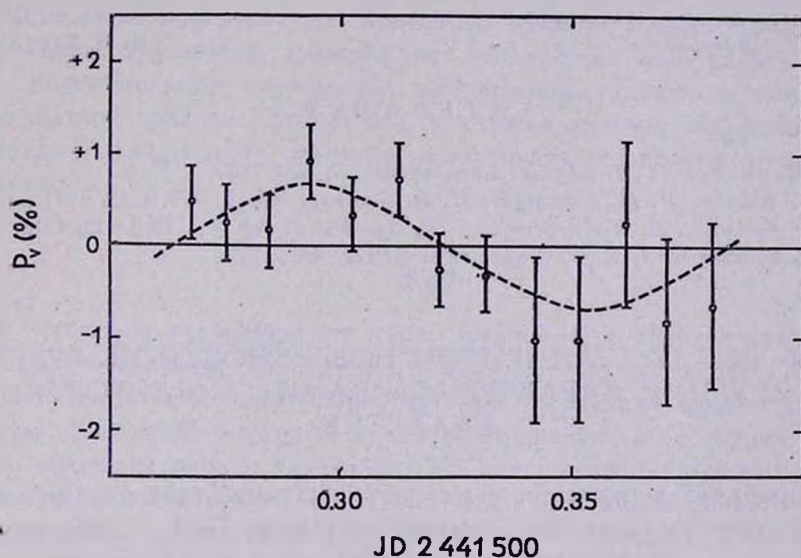


Рис. 1. Зависимость циркулярной поляризации от времени по наблюдению 1—2 июля 1972 г. в полосе с $\lambda_{\text{эфф}} = 0.63$ мк. Пунктиром показана синусоида, наилучшим образом проходящая среди наблюдаемых величин поляризации.

Аппроксимируя эту переменную поляризацию синусоидой, получаем показанную на рис. 1 наилучшую кривую с периодом $2\text{ час } 53\text{ мин} \pm 21\text{ мин}$ и амплитудой $0.68\% \pm 0.18\%$ (совпадение начала синусоиды с началом наблюдения, разумеется, чисто случайное). Эти оценки амплитуды и периода хорошо согласуются с наблюдавшимися в 1971 г. [1] при таком же блеске объекта. То же можно сказать и об изменениях поляризации в другие две ночи, хотя периоды для этих ночей можно оценить лишь очень грубо из-за недостаточной продолжительности наблюдений.

Таким образом, наши новые данные подтверждают основной вывод работы [1] о существовании переменной циркулярной поляризации в красной части оптического излучения Sco X-1. Однако в закономерностях проявления этой поляризации остается еще очень много неясного, и дальнейшие наблюдения, особенно на крупных телескопах, весьма желательны.

The Circular Polarization Observations of Sco X-1. The new observations carried out in July 1972 confirm the existence of variable circular polarization in red spectral region of light of Sco X-1.

16 октября 1972

Ленинградский государственный
университет

О. С. ШУЛОВ
Е. Н. КОПАЦКАЯ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. Н. Гнедин, О. С. Шулов, *Астрофизика*, 7, 529, 1971.
2. N. S. Nikulin, V. M. Kavshinov, A. B. Severny, *Ap. J.*, 170, L 53, 1971.
3. J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, J. B. Swedlund, *Ap. J.*, 173, L 113, 1972.
4. J. D. Londstreet, J. R. P. Angel, *Ap. J.*, 172, 443, 1972.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ГРАДИЕНТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ И ДРУГИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Проблема корреляции между интегральными свойствами галактик и свойствами их ядер была впервые поставлена В. А. Амбарцумяном [1] в связи с представлением об активности ядер и их ролью в эволюции галактик. В последующем в Бюраканской обсерватории было предпринято обширное исследование ядер галактик и, в частности, произведена морфологическая классификация ядер нескольких сот из них [2—6]. Одним из результатов этого исследования явилось установление связи между интегральными светимостями галактик и их „звздообразных“ или „квазизвздообразных“ ядер. Из данных, приведенных в [5, 6], следует, в частности, что коэффициент корреляции между этими величинами для различных комбинаций хаббловских типов и ядер, сгруппированных по степени „звздообразности“, находится в пределах от 0.7 до 0.8.

Аналогичная зависимость для сейфертовских галактик была построена Э. А. Дибеем [7], а также А. В. Засовым и Э. А. Дибеем

[8], исследовавшими связь между характеристиками ядер и интегральными характеристиками самих галактик.

На важный параметр, отличающий сейфертовские галактики от нормальных, обратили внимание А. В. Засов и В. М. Лютый [9]. Они показали, что градиент поверхностной яркости у сейфертовских галактик в среднем значительно больше, чем у нормальных спиралей.

В связи с этим представляется небезынской связью между этим параметром и другими проявлениями активности сейфертовских галактик. Градиент поверхностной яркости восьми классических сейфертовских галактик был вычислен по данным, приведенным в [9]. С помощью результатов UBV-фотометрии, полученных применением круглых диафрагм, вычислялись поверхностные яркости в кольцевых зонах. Значение поверхностной яркости в данном кольце приписывалось точкам окружности, делящей это кольцо на две равновеликие части. Затем по всем имеющимся для данной галактики значениям поверхностной яркости (разумеется, исключая данные, полученные с наименьшей диафрагмой) методом наименьших квадратов считалась величина

$$n = \frac{dm}{d \lg A},$$

где A — угловое расстояние от ядра. Значения n , соответствующие излучению в V-лучах, приведены в табл. 1, где галактики Сейферта расположены в порядке возрастания n . В последующих столбцах таблицы приведены: логарифм красного смещения, абсолютные визуальные величины ядра и галактики [7], логарифмы мощности радиоизлучения на частоте 1415 $M\mu$ [10] и мощности инфракрасного излучения на длине волны 10 μ [11, 12] в $вт \mu^{-1}$. Наконец, в последнем столбце приведен логарифм энергии, излучаемой в линии $H\beta$ в $эрг \text{ сек}^{-1}$. Все эти величины соответствуют $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$. В последней строке таблицы приведен коэффициент корреляции между n и последующими величинами. Как видим, градиент поверхностной яркости отчетливо коррелирует со всеми перечисленными формами активности.

Корреляция между $\lg z$ и всеми остальными величинами, очевидно, является нереальной и обусловлена лишь тем, что пространственная плотность объектов более высокой активности меньше и они встречаются на больших расстояниях от случайно расположенного наблюдателя. Чрезвычайно высокое значение коэффициента корреляции между градиентом поверхностной яркости и светимостью ядра частично объясняется подобной искусственной зависимостью между n и z , поскольку

при переходе к более далеким объектам возрастает доля излучения самой галактики, охватываемая при измерении яркости ядра. Что касается других величин, приведенных в таблице, то соответствующие излучения, по-видимому, локализованы в ядрах, а корреляции между ними и градиентом поверхностной яркости следует рассматривать как значимые.

Таблица 1

NGC	n	$\lg z$	$-M_V^N$	$-M_V^G$	$\lg F_{1415}$	$\lg F_{10}$	$\lg E_{H\beta}$
4051	2.18	-2.633	15.6	18.8	20.21	21.56	38.96
3227	2.82	-2.475	16.3	19.3	21.49	21.96	39.61
1068	3.96	-2.439	18.6	21.1	22.93	23.73	40.30
4151	4.11	-2.482	18.6	19.6	21.73	22.40	40.87
3516	4.42	-2.033	18.6	20.8	21.31	22.45	40.49
5548	4.48	-1.780	19.6	21.3	21.90	23.02	41.32
7469	4.83	-1.778	20.1	21.6	23.10	23.68	41.42
1275	5.06	-1.745	19.6	20.1	23.70	23.78	40.64
Коэффициент корреляции		0.84	0.97	0.88	0.78	0.82	0.90

О корреляции между величинами, приведенными в последних пяти столбцах таблицы, известно из [7, 8, 10] и других работ. Цель настоящей заметки — обратить внимание на то обстоятельство, что градиент поверхностной яркости, или, в конечном счете, степень конденсированности объекта является параметром, тесно коррелирующим со всеми формами проявления активности.

The Relation between the Gradient of Surface Brightness and Other Properties of Seyfert Galaxies. It is shown that the gradient of surface brightness is in rather close correlation with some other properties of Seyfert galaxies — the luminosity of nucleus and that of galaxy itself, the powers of radioemission, infrared emission and that of hydrogen-line emission.

30 июня 1972

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

М. А. АРАКЕЛЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Сб. „Нестационарные явления в галактиках“, Ереван, 1968, стр. 11.
2. А. Т. Каллолян, Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюраканской обс., 36, 31, 1964.
3. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 1, 197, 1965.
4. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 2, 317, 1966.
5. К. А. Сиакян, *Астрофизика*, 4, 41, 1968.
6. С. Г. Исхударян, *Астрофизика*, 4, 385, 1968.
7. Э. А. Дибай, *Астрон. цирку.*, № 481, 4, 1968.
8. А. В. Засов, Э. А. Дибай, *Астрон. ж.*, 47, 23, 1970.
9. А. В. Засов, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*,² (в печати).
10. P. C. van der Kruit, *Astron. Astrophys.*, 15, 110, 1971.
11. D. E. Kleinmann, F. J. Low, *Ap. J.*, 159, L 165, 1970.
12. D. E. Kleinmann, F. J. Low, *Ap. J.*, 161, L 203, 1970.
13. K. S. Anderson, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В процессе дальнейших исследований галактик с ультрафиолетовым континуумом выяснилось следующее:

1. В опубликованные координаты шести объектов первых трех списков (Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969) вкрались ошибки. В нижеследующей таблице приводятся уточненные координаты этих объектов.

Номера списков	Номера галактик в списках	α 1950	δ 1950
I	18	08 58.0	60° 21
II	77	07 30.6	60 25
II	120	09 42.0	72 42
II	142	10 22.4	51 56
III	301	16 7.3	19 20
III	302	16 0.5	15 25

2. Объект № 20 из первого списка (Астрофизика, 3, 55, 1967) повторился во втором списке (Астрофизика, 5, 443, 1969) под номером 107.

Б. Е. МАРКАРЯН

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 8 за 1972 г.

<i>Абрамян М. Г.</i> (см. <i>Оганесян Р. С.</i>)	599
<i>Авакян Р. М., Арутюнян Г. Г., Саакян Г. С.</i> О запасах энергии вращающихся нейтронных звезд	476
<i>Авакян Р. М.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	123
<i>Амбирцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсаян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б.</i> Вспыхивающие звезды в Плеядах. III	485
<i>Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х.</i> Аккреция вещества нейтронной звездой в двойной системе. II	107
<i>Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К.</i> Пульсары в остатках сверхновых звезд	561
<i>Аракелян М. А.</i> Связь между градиентом поверхностной яркости и другими характеристиками сейфертовских галактик	624
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектры галактик Маркаряна. IV	33
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектры галактик Маркаряна. V	177
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектры галактик Маркаряна. VI.	329
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Лютый В. М.</i> Оценки блеска избранных галактик Маркаряна. II	473
<i>Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М.</i> К вопросу об устойчивости вращающихся барионных звезд	419
<i>Арутюнян Г. Г.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	476
<i>Бабаджанянц М. К., Гаген-Торн В. А., Лютый В. М.</i> О переменности оптического излучения ядер сейфертовских галактик	509

<i>Баско М. М., Имшенник В. С.</i> Радиальные пульсации белого карлика в случае неоднородного вращения	387
<i>Белоконь Е. Т.</i> (см. <i>Шулов О. С.</i>)	343
<i>Вандакуров Ю. В.</i> Об устойчивости вращающейся неоднородной звезды . .	433
<i>Варданян Р. А., Хачатрян Н. Т.</i> Холодные карлики в О-скоплениях	613
<i>Вартанян Ю. А.</i> О пороге развала ядер в вырожденном электронно-нейтронном газе	117
<i>Вартанян Ю. А.</i> Пульсации и устойчивость сплюснутых вращающихся белых карликов	413
<i>Витязев В. В.</i> О диффузии излучения в звездной оболочке, расширяющейся с постоянной скоростью	235
<i>Гаген-Торн В. А.</i> (см. <i>Бабаджанянц М. К.</i>)	509
<i>Гидалевиц Е. Я.</i> Звуковые колебания в космической магнитоактивной среде .	591
<i>Голинько В. И.</i> Влияние ударных волн на профили спектральных линий водорода и кривые блеска звезд типа RR Лиры и W Девы	91
<i>Горбачевский В. Г.</i> О форме оболочек новых звезд	369
<i>Гринин В. П.</i> К теории радиационного теплообмена в политропных атмосферах	53
<i>Гурзадян Г. А.</i> О возможности вспышек белых карликов	479
<i>Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К.</i> Аналитические выражения параметров вращающихся барийных звезд	425
<i>Гусейнов О. Х.</i> (см. <i>Амнуэль П. Р.</i>)	107
<i>Гусейнов О. Х.</i> (см. <i>Амнуэль П. Р.</i>)	561
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	33
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	177
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	329
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	473
<i>Домбровский В. А., Хозов Г. В.</i> Фотометрическое и поляриметрическое изучение ИК-звезд в видимой и инфракрасной областях спектра	5
<i>Емибарян Н. Б.</i> Рассеяние света в шаре при произвольном распределении источников	149
<i>Емибарян Н. Б., Никогосян А. Г.</i> Некогерентное рассеяние. II. Неизотропное рассеяние	71
<i>Емибарян Н. Б., Никогосян А. Г.</i> Некогерентное рассеяние. III	213
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	485

Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	33
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	177
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	329
Имшенник В. С. (см. Баско М. М.)	387
Казарян М. А., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование кометарной туманности NGC 2261	17
Казарян Э. С. (см. Амбарцумян В. А.)	485
Калиберда В. С., Петровская И. В. Изменение скорости звезды как чисто разрывной случайный процесс. III. Звезды различных масс в рассеянном скоплении	305
Каллозян А. Т. Морфология галактик в скоплениях. Скопление А 262	43
Киплан С. А. (см. Цытович В. Н.)	441
Касумов Ф. К. (см. Амнуэль П. Р.)	561
Касумов Ф. К. (см. Гусейнов О. Х.)	425
Копецкая Е. Н. (см. Шулов О. С.)	621
Коровяковская А. А. О природе излучения вспышек звезд типа UV CETI	247
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	155
Лютый В. М. (см. Аракелян М. А.)	427
Лютый В. М. (см. Бабаджанян М. К.)	509
Милов И. Ф. О возможности ускорения вещества в горячих звездах за счет поглощения в спектральных линиях	273
Маркарян Б. Е. О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. I. Основные спектральные и цветовые особенности	165
Маркарян Б. Е. Письмо в редакцию	628
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. V.	155
Матинян С. Г. О поглощении фотонов сверхвысоких энергий во Вселенной	587
Мирзоян Л. В. (см. Амбарцумян В. А.)	485
Наириер Д. И. Рассеяние резонансного излучения в шаре	353
Николосян А. Г. (см. Енибарян Н. Б.)	71
Николосян А. Г. (см. Енибарян Н. Б.)	213
Оганесян Р. С., Абрамян М. Г. Об устойчивости сфероидов, вытянутых вдоль оси вращения торондальным магнитным полем	599
Оганян Г. Б. (см. Амбарцумян В. А.)	485

<i>Омаров Т. Б.</i> К динамике гравитирующих систем на нейтринном фоне Вселенной	315
<i>Осипков Л. П.</i> Фазовое размешивание второго рода в звездных системах. I.	139
<i>Осипков Л. П.</i> Фазовое размешивание второго рода в звездных системах. II.	295
<i>Папоян В. В., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.</i> Квазирадиальные пульсации вращающихся релятивистских политронов	405
<i>Парсмян Э. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	485
<i>Петровская И. В.</i> (см. <i>Калиберда В. С.</i>)	305
<i>Полнарев А. Г.</i> Спектр излучения источника, движущегося по устойчивой круговой орбите вблизи вращающейся „черной дыры“	461
<i>Проник В. И., Чуваев К. К.</i> Водородные линии в спектре галактики Маркаряна 6 в период ее активности	187
<i>Проник В. И., Щербаков А. Г.</i> Предварительные данные об оптической переменности выброса из ядра NGC 4486 (M87)	337
<i>Редкобородый Ю. Н.</i> Эволюция белого карлика при аккреции богатого водородом вещества. I	261
<i>Редкобородый Ю. Н.</i> Эволюция белого карлика при аккреции богатого водородом вещества. II	393
<i>Саакян Г. С., Авакян Р. М.</i> О ядерных реакциях в вырожденной электронно-ядерной плазме	123
<i>Саакян Г. С., Седракян Д. М.</i> Атмосфера невращающихся барионных звезд	283
<i>Саакян Г. С., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.</i> К теории белых карликов . .	542
<i>Саакян Г. С.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	476
<i>Седракян Д. М., Шахабасян К. М.</i> О магнитном поле пульсаров	557
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	283
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	557
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	405
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i>)	419
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	476
<i>Соболев В. В.</i> Рассеяние света в однородном шаре	197
<i>Сынах В. С., Фридман А. М., Шухман И. Г.</i> Резонансное затухание колебаний модели шарового скопления звезд	557

<i>Тиринов В. И.</i> Ударные волны в газовых потоках в тесных двойных системах звезд-карликов	577
<i>Тутуков А. В., Юнiewicz Л. Р.</i> К вопросу о взрывах новых в тесных двойных системах	381
<i>Фридман А. М.</i> (см. <i>Сынах В. С.</i>)	557
<i>Хачатрян Н. Т.</i> (см. <i>Варданян Р. А.</i>)	613
<i>Хачикян Э. Е.</i> Спектральные исследования галактики Маркарян 8	529
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Казарян М. А.</i>)	17
<i>Холов Г. В.</i> (см. <i>Домбровский М. А.</i>)	5
<i>Цытович В. Н., Каплан С. А.</i> Релятивистская турбулентная плазма в пульсарах	441
<i>Чавушян О. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	485
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	405
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Саакян Г. С.</i>)	541
<i>Чуваев К. К.</i> (см. <i>Проник В. И.</i>)	187
<i>Шахабасян К. М.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i>)	557
<i>Шулов О. С., Белоконов Е. Т.</i> Наблюдения циркулярной поляризации у белых карликов и ядер планетарных туманностей	343
<i>Шулов О. С., Капацкая Е. Н.</i> Наблюдения циркулярной поляризации SSO X-1	621
<i>Шухман И. Г.</i> (см. <i>Сынах В. С.</i>)	557
<i>Щербakov А. Г.</i> (см. <i>Проник В. И.</i>)	337
<i>Эйдман В. Я.</i> О возможной роли сверхсветового излучения в условиях пульсаров	609
<i>Юнiewicz Л. Р.</i> (см. <i>Тутуков А. В.</i>)	381

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 8 за 1972 год

В ы п у с к 1

Фотометрическое и поляриметрическое изучение ИК-звезд в видимой и инфракрасной областях спектра	<i>В. А. Домбровский, Г. В. Хозов</i>	5
Спектрофотометрическое исследование кометарной туманности NGC 2261 <i>М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян</i>		17
Спектры галактик Маркаряна. IV. <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>		33
Морфология галактик в скоплениях. I. Скопление A 262	<i>А. Т. Каллоляян</i>	43
К теории радиационного теплообмена в полнотропных атмосферах <i>В. П. Гринин</i>		53
Некогерентное рассеяние. II. Неизотропное рассеяние <i>Н. Б. Енибарян, А. Г. Никогосян</i>		71
Влияние ударных волн на профили спектральных линий водорода и кривые блеска звезд типа RR Лиры и W Девы	<i>В. И. Голинко</i>	91
Аккреция вещества нейтронной звездой в двойной системе. II. <i>П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов</i>		107
О пороге развала ядер в вырожденном электронно-нейтронном газе <i>Ю. Л. Вартамян</i>		117
О ядерных реакциях в вырожденной электронно-ядерной плазме <i>Г. С. Саакян, Р. М. Авиакян</i>		123
Фазовое размешивание второго рода в звездных системах. I.	<i>А. П. Осипков</i>	139
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Рассеяние света в шаре при произвольном распределении источников <i>Н. Б. Енибарян</i>		149

В ы п у с к 2

Галактики с ультрафиолетовым континуумом. V.	
<i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>	155
О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. I. Основные спектральные и цветовые особенности	<i>Б. Е. Маркарян</i> 165
Спектры галактик Маркаряна. V.	
<i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	177
Водородные линии в спектре галактики Маркарян 6 в период ее активности	<i>В. И. Проник, К. К. Чувашев</i> 187
Рассеяние света в однородном шаре	<i>В. В. Соболев</i> 197
Некогерентное рассеяние. III	<i>Н. Б. Енибарян, А. Г. Николюян</i> 213
О возможности ускорения вещества в горячих звездах за счет поглощения в спектральных линиях	<i>И. Ф. Малов</i> 227
О диффузии излучения в звездной оболочке, расширяющейся с постоянной скоростью	<i>В. В. Витязев</i> 235
О природе излучения вспышек звезд типа UV Ceti.	<i>А. А. Коровяковская</i> 247
Эволюция белого карлика при аккреции богатого водородом вещества. I.	<i>Ю. Н. Редкобродый</i> 261
Атмосфера невращающихся барионных звезд. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян	283
Фазовое размешивание второго рода в звездных системах. II.	<i>А. П. Осипков</i> 295
Изменение скорости звезды как чисто разрывный случайный процесс. III. Звезды различных масс в рассеянном скоплении	<i>В. С. Калиберда, И. В. Петровская</i> 305
К динамике гравитирующих систем на нейтринном фоне Вселенной	<i>Т. Б. Омаров</i> 315

В ы п у с к 3

Спектры галактик Маркаряна. VI	
<i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	329
Предварительные данные об оптической переменности выброса из ядра NGC 4486 (M87)	<i>В. И. Проник, А. Г. Щербаков</i> 337
Наблюдения циркулярной поляризации у белых карликов и ядер планетарных туманностей	<i>О. С. Шулов, Е. Т. Белоконов</i> 343
Рассеяние резонансного излучения в шаре	<i>Д. И. Накирер</i> 353
О форме оболочек новых звезд	<i>В. Г. Горбачук</i> 369
К вопросу о взрывных новых в тесных двойных системах	<i>А. В. Тутуков, Л. Р. Юнiewicz</i> 381

Радиальные пульсации белого карлика в случае неоднородного вращения <i>М. М. Баско, В. С. Имшенник</i>	387
Эволюция белого карлика при аккреции богатого водородом вещества. II. <i>Ю. Н. Редкобродый</i>	393
Квазирадialьные пульсации вращающихся релятивистских политроп <i>В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	405
Пульсации и устойчивость сплюснутых вращающихся белых карликов <i>Ю. Л. Вартамян</i>	413
К вопросу об устойчивости вращающихся барионных звезд <i>Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян</i>	419
Аналитические выражения параметров вращающихся барионных звезд <i>О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	425
Об устойчивости вращающейся неоднородной звезды . . . <i>Ю. В. Вандакуров</i>	433
Релятивистская турбулентная плазма в пульсарах <i>В. Н. Цытович, С. А. Каплан</i>	441
Спектр излучения источника, движущегося по устойчивой круговой орбите вблизи вращающейся "черной дыры" <i>А. Г. Полнарев</i>	461
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Оценки блеска избранных галактик Маркаряна. II. <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый</i>	473
О запасах энергии вращающихся нейтронных звезд <i>Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян</i>	476
О возможности вспышки белых карликов <i>Г. А. Гурзadyн</i>	479
В ы п у с к 4	
Вспыхивающие звезды в Плеядах. III. <i>В. А. Амбарцумян, Л. В. Мироян, Э. С. Парсамян, О. С. Чагушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян</i>	485
О переменности оптического излучения ядер сейфертовских галактик <i>М. К. Бабаджанянц, В. А. Гагян-Торн, В. М. Лютый</i>	509
Спектральное исследование галактики Маркарян 8 <i>Э. Е. Хачикян</i>	529
К теории белых карликов . . <i>Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	541
О магнитном поле пульсаров <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	557
Пульсары в остатках сверхновых звезд <i>П. Р. Амнгуэль, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	561
Ударные волны в газовых потоках в тесных двойных системах звезд-карликов <i>В. И. Таранов</i>	567

Резонансное затухание колебаний модели шарового скопления звезд В. С. Сымах, А. М. Фридман, И. Г. Шухман	577
О поглощении фотонов сверхвысоких энергий во Вселенной · С. Г. Матинян	587
Звуковые колебания в космической магнитоактивной среде · Е. Я. Гидаевич	591
Об устойчивости сфероидов, вытянутых вдоль оси вращения тороидальным магнитным полем · · · · · Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян	599
О возможной роли сверхсветового излучения в условиях пульсаров В. Я. Эйдман	609
Холодные карлики в О-скоплениях · · · Р. А. Варданян, Н. Т. Хачатрян	613
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Наблюдения циркулярной поляризации SCO X-1 Шулов О. С., Копачкая Е. Н.	621
Связь между градиентом поверхностной яркости и другими характеристиками сейфертовских галактик · · · · · М. А. Аракелян	624
Письмо в редакцию · · · · · Б. Е. Маркарян	628

INDEX OF AUTHORS

<i>Abramian M. A.</i> (see <i>Hovanesian R. S.</i>)	599
<i>Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V., Parsamian E. S., Chavushian H. S., Erastova L. K., Kazartan E. S., Ohantan G. B.</i> Flare stars in Pleiades. III	485
<i>Amnuel P. R., Guseinov O. H.</i> The mass accretion by a neutron star in double systems. II	107
<i>Amnuel P. R., Guseinov O. H., Kasumov F. K.</i> The pulsars in supernova remnants	561
<i>Arakelian M. A.</i> The relation between the gradient of surface brightness and other properties of Seyfert galaxies	634
<i>Arakelian M. A., Dibay E. A., Lyutiy V. M.</i> Estimation of the brightness of selected Markarian galaxies. II	473
<i>Arakelian M. A., Dibay E. A., Yesipov V. F.</i> The spectra of Markarian galaxies. IV.	33
<i>Arakelian M. A., Dibay E. A., Yesipov V. F.</i> The spectra of Markarian galaxies. V.	177
<i>Arakelian M. A., Dibay E. A., Yesipov V. F.</i> The spectra of Markarian galaxies. VI.	329
<i>Avaktan R. M.,</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	123
<i>Avaktan R. M., Harutyunian G. G., Sahaktan G. S.</i> Energy in rotating neutron stars	476
<i>Babadjantants M. K., Hagen-Thorn V. A., Ljutig V. M.</i> On the variability of the optical radiation of the nuclei of Seyfert galaxies	509
<i>Basko M. M., Imshennik V. S.</i> Radial pulsations of the white dwarf in the case of non-uniform rotation	387
<i>Belokon E. T.</i> (see <i>Shulov O. S.</i>)	343
<i>Chavushian H. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485
<i>Chubartan E. V.</i> (see <i>Papoyan V. V.</i>)	405

<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Sahakian G. S.</i>)	541
<i>Chuvaev K. K.</i> (see <i>Pronik V. I.</i>)	187
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	33
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	177
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	329
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	473
<i>Dombrovsky V. A., Khozov G. V.</i> Photometric and polarimetric study of IR-stars in the optical and infrared parts of the spectrum	5
<i>Eldman V. Ya.</i> On the possibility of superlight radiation in pulsar's conditions	609
<i>Erastova L. K.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485
<i>Fridman A. M.</i> (see <i>Stnakh V. S.</i>)	577
<i>Gidulevich E. Ya.</i> The sound vibration in cosmic magneto-active space	591
<i>Golinko V. I.</i> Influence of shock waves upon profiles of $H\gamma$ spectral lines and light curves for stars of RR Lirae and W Virginis types	91
<i>Gorbatskii V. G.</i> On the form of novae shells	369
<i>Grinin V. P.</i> On the theory of the radiation heat-exchange in the polytropic atmospheres	53
<i>Gurzadian G. A.</i> The flare possibilities of white dwarfs	479
<i>Guseinov O. H.</i> (see <i>Amnuel P. R.</i>)	107
<i>Guseinov O. H.</i> (see <i>Amnuel P. R.</i>)	561
<i>Guseinov O. H.</i> (see <i>Kasumov F. K.</i>)	425
<i>Hagen-Thorn V. A.</i> (see <i>Babadjantants M. K.</i>)	509
<i>Harutyunian G. G., Sedrakian D. M.</i> The stability of barion stars	419
<i>Harutyunian G. G.</i> (see <i>Avakian B. M.</i>)	476
<i>Hovanesian R. S., Abramian M. G.</i> On the stability of the spheroids extracted along the axis of rotation by toroidal magnetic field	599
<i>Imshennik V. S.</i> (see <i>Basko M. M.</i>)	387
<i>Kaliberda V. S., Petrovskaya I. V.</i> The velocity variation of stars as a purely discontinuous random process. III. The stars of different masses in open cluster	305
<i>Kalloglian A. T.</i> Morphology of galaxies in the clusters. I. The cluster A 262	43
<i>Kaplan S. A.</i> (see <i>Tsytovich V. N.</i>)	441
<i>Kasumov F. K.</i> (see <i>Amnuel P. R.</i>)	561
<i>Kasumov F. K.</i> (see <i>Guseinov O. H.</i>)	425
<i>Kazarian E. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485

<i>Kazartan M. A., Khachiklan E. Ye.</i> The spectrophotometric investigation of cometary nebula NGC 2261	17
<i>Khachatryan N. G.</i> (see <i>Vardanian R. A.</i>)	605
<i>Khachiklan E. Ye.</i> The spectral investigation of galaxy Markarian 8.	529
<i>Khachiklan E. Ye.</i> (see <i>Kazartan M. A.</i>)	17
<i>Khozov G. V.</i> (see <i>Dombrovsky V. A.</i>)	5
<i>Kopatskaya E. N.</i> (see <i>Shulov O. S.</i>)	621
<i>Korovgakovskaya A. A.</i> On the nature of the UV Ceti-type stars flare radiation	247
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markartan B. Ye.</i>)	155
<i>Lyutiy V. M.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	473
<i>Lyutiy V. M.</i> (see <i>Babadjantants M. K.</i>)	509
<i>Malov I. F.</i> On the possibility of acceleration of matter in hot stars by absorption in spectral lines	227
<i>Markartan B. Ye.</i> A letter to the Editor	628
<i>Markartan B. Ye.</i> On the nature of galaxies with ultraviolet continuum I. Principal spectral and colour characteristics	165
<i>Markartan B. Ye., Lipovetsky V. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum. V	155
<i>Matintan S. G.</i> On the absorption of super-high energy photons in the universe	587
<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485
<i>Naglrner D. I.</i> Scattering of resonance radiation in a sphere	353
<i>Nicoghossian A. G.</i> (see <i>Yengibarian N. B.</i>)	71
<i>Nicoghossian A. G.</i> (see <i>Yengibarian N. B.</i>)	213
<i>Ohanian G. B.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485
<i>Omarov T. B.</i> On the dynamics of gravitating systems against the neutrino background of the universe	315
<i>Ostapkov L. P.</i> The phase mixing of the second kind in stellar systems. II.	295
<i>Papoyan V. V., Sedrakian D. M., Chubartan E. V.</i> Quasiradial pulsation of rotating relativistic polytropes	405
<i>Parsamian E. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	485
<i>Petrovskaya I. V.</i> (see <i>Kaliberda V. S.</i>)	305
<i>Polnarev A. G.</i> Spectrum of sources radiation moving along a stable circular orbit near the rotating "black hole"	461
<i>Pronik V. I., Scherbakov A. G.</i> Preliminary data on the optical variability of the NGC 4485 jet	337
<i>Pronik V. I., Chuvaev K. K.</i> Hydrogen lines in the spectrum of Markarian 6 galaxy during its activity	187

<i>Redkborody Yu. N.</i> The evolution of white dwarf with accretion of hydrogen rich matter. I.	261
<i>Redkborody Yu. N.</i> The evolution of white dwarf with accretion of hydrogen rich matter. II.	393
<i>Sahaktan G. S., Avaktan R. M.</i> On nuclear reactions in the degenerated electron neutron gas	123
<i>Sahaktan G. S., Sedraktan D. M.</i> The atmosphere of non-rotating baryon stars	283
<i>Sedraktan D. M., Avaktan R. M.</i> On nuclear reactions in the degenerated electron-nuclear plasma	123
<i>Sahaktan G. S.</i> (see <i>Avaktan R. M.</i>)	476
<i>Sahaktan G. S., Sedraktan D. M., Chubartan E. V.</i> To the theory of white dwarf	541
<i>Schakhubastan K. M.</i> (see <i>Sedraktan D. M.</i>)	557
<i>Scherbakov A. G.</i> (see <i>Pronik V. I.</i>)	337
<i>Sedraktan D. M., Schukhabastan K. M.</i> The magnetic fields of pulsars	557
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Harutyuntan G. U.</i>)	419
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Papogan V. V.</i>)	405
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	283
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Sahaktan G. S.</i>)	541
<i>Shulov O. S., Belokon E. T.</i> Observations of circular polarization in white dwarfs and in the nuclei of planetary nebulae	343
<i>Shulov O. S., Kopatskaya E. N.</i> The circular polarization of SCO X-1	621
<i>Stnakh V. S., Fridman A. M., Schukhman I. A.</i> The resonance damping of oscillations in a model of the spherical star cluster	557
<i>Sobolev V. V.</i> Light scattering in a homogeneous sphere	197
<i>Taranov V. I.</i> Shock waves in the gaseous streams in close binary systems of dwarf stars	567
<i>Tsytovich V. N., Kaplan S. A.</i> Relativistic turbulent plasma in pulsars	441
<i>Tutukov A. V., Yungelson L. R.</i> On novae explosions in close binary systems	381
<i>Vandakurov Yu. V.</i> On the stability of a rotating inhomogeneous star	433
<i>Vardantian R. A., Khatchatrian N. T.</i> Cold stars in O-cluster	605
<i>Vartanian Yu. L.</i> The threshold of disintegration of nuclei in degenerate electron-neutron gas	117

<i>Vartanian Yu. L.</i> Pulsation and stability of flattened out white dwarfs . . .	413
<i>Vltgasev V. V.</i> On diffusion of radiation in stellar shell expanding with constant velocity	235
<i>Yengibarian N. B.</i> The scattering of light in a sphere with arbitrary source distribution	149
<i>Yengibarian N. B., Nicoghossian A. G.</i> Noncoherent scattering. II. Anisotropic scattering	71
<i>Yengibarian N. B., Nicoghossian A. G.</i> Noncoherent scattering. III.	213
<i>Yestpov V. F.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i>)	177
<i>Yungelson L. R.</i> (see <i>Tutukov L. R.</i>)	381

CONTENTS

Number 1

Photometric and polarimetric study of IR-stars in the optical and infrared parts of the spectrum	<i>V. A. Dombrovsky, G. V. Khozov</i>	5
The spectrophotometric investigation of cometary nebula NGC 2261	<i>M. A. Kazarian, E. Ye. Khachikyan</i>	17
The spectra of Markarian galaxies. IV	<i>M. A. Arakelian, E. A. Dibag, V. F. Yestpov</i>	33
Morphology of galaxies in the clusters. I. The cluster A 262	<i>A. T. Kalloglian</i>	43
On the theory of the radiation heat—exchange in the polytropic atmospheres	<i>V. P. Grtlnin</i>	53
Noncoherent scattering. II. Anisotropic scattering	<i>N. B. Yengibartan, A. G. Nicoghossian</i>	71
Influence of shock waves upon profiles of $H\gamma$ spectral lines and light curves for stars of RR Lirae and W Virginis types	<i>V. I. Golinko</i>	91
The mass accretion by a neutron star in double system. II	<i>P. R. Amnuel, O. H. Guselnov</i>	107
The threshold of disintegration of nuclei in degenerate electron neutron gas	<i>Yu. L. Vartanian</i>	117
On nuclear reactions in the degenerated electron-nuclear plasma	<i>G. S. Sahaktan, R. M. Avaktan</i>	123
The phase-mixing of the second kind in stellar systems. I . . .	<i>L. P. Ostpkov</i>	139
NOTES		
The scattering of light in a sphere with arbitrary source distribution	<i>N. B. Yengibartan</i>	149

Number 2

Galaxies with ultraviolet continuum. V. .	<i>B. Ye. Markarian, V. A. Lipovetsky</i>	155
---	---	-----

On the nature of galaxies with ultraviolet continuum. I. Principal spectral and colour characteristics	<i>B. Ye. Markarian</i>	165
The spectra of Markarian galaxies. V <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov</i>		177
Hydrogen lines in the spectrum of Markarian 6 galaxy during its activity <i>V. I. Pronik, K. K. Chuvpae</i>		187
Light scattering in a homogeneous sphere	<i>V. V. Sobolev</i>	197
Noncoherent scattering. III	<i>N. B. Yengibartan, A. G. Nicoghossian</i>	213
On the possibility of acceleration of matter in hot stars by absorption in spectral lines	<i>I. F. Malov</i>	227
On diffusion of radiation in stellar shell expanding with constant velocity <i>V. V. Vityasev</i>		235
On the nature of the UV Ceti-type stars flare radiation <i>A. A. Korovyakovskaya</i>		247
The evolution of white dwarf with accretion of hydrogen rich matter. I. <i>Yu. N. Redkoborody</i>		261
The atmosphere of non-rotating baryon stars <i>G. S. Sahakian, D. M. Sedrakian</i>		283
The phase mixing of the second kind in stellar systems. II.	<i>L. P. Ossipkov</i>	295
The velocity variation of stars as a purely discontinuous random process. III. The stars of different masses in open clusters <i>V. S. Kaliberda, I. V. Petrovskaya</i>		305
On the dynamics of gravitating systems against the neutrino background of the universe	<i>T. B. Omarov</i>	315

N u m b e r 3

The spectra of Markarian galaxies. VI <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov</i>		329
Preliminary data on the optical variability of the NGC 4486 jet <i>V. I. Pronik, A. G. Scherbakov</i>		337
Observations of circular polarization in white dwarfs and in the nuclei of planetary nebulae	<i>O. S. Shulov, E. T. Belokon</i>	343
Scattering of resonance radiation in a sphere	<i>D. I. Nagtrner</i>	353
On the form of novae shells	<i>V. G. Gorbatskii</i>	369
On novae explosions in close binary systems <i>A. V. Tutukov, L. R. Yungelson</i>		381
Radial pulsations of the white dwarf in the case of non-uniform rotation <i>M. M. Basko, V. S. Imshennik</i>		387
Evolution of a white dwarf with accretion of hydrogen rich matter. II <i>Yu. N. Redkoborody</i>		393

Quasiradial pulsation of rotating relativistic polytropes <i>V. V. Papogan, D. M. Sedrakian, E. V. Chubartan</i>	405
Pulsation and stability of flattened out white dwarfs . . . <i>Yu. L. Vartanian</i>	413
The stability of barion stars <i>G. G. Harutyunian, D. M. Sedrakian</i>	419
Analytical expressions of the parameters of rotating stars <i>O. H. Guseinov, F. K. Kasumov</i>	425
On the stability of a rotating inhomogeneous star <i>Yu. V. Vandakurov</i>	433
Relativistic turbulent plasma in pulsars <i>V. N. Tsytovich, S. A. Kaplan</i>	441
Spectrum of sources radiation moving along a stable circular orbit near the rotating "black hole" <i>A. G. Polnarev</i>	461

NOTES

Estimation of the brightness of selected Markarian galaxies. II. <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. M. Lyutty</i>	473
Energy in rotating neutron stars <i>R. M. Avaktan, G. G. Harutyunian, G. S. Sahaktan</i>	476
The flare possibilities of white dwarfs <i>G. A. Gurzadian</i>	479

N u m b e r 4

Flare stars in Pleiades. III <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushtan, L. K. Erastova, E. S. Kazartan, G. B. Ohantian</i>	485
On the variability of the optical radiation of the nuclei of Seyfert galaxies <i>M. K. Babadzhaniants, V. A. Hagen-Thorn, V. M. Lyutty</i>	509
The spectral investigation of galaxy Markarian 8 <i>E. Ye. Khachikian</i>	529
To the theory of white dwarfs <i>G. S. Sahaktan, D. M. Sedrakian, E. V. Chubartan</i>	541
The magnetic fields of pulsars <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabastan</i>	557
The pulsars in supernova remnants <i>P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov</i>	561
Shock waves in the gaseous streams in close binary systems of dwarf stars <i>V. I. Taranov</i>	567
The resonance damping of oscillations in a model of the spherical star cluster <i>V. S. Stnakh, A. M. Fridman, I. A. Shukhman</i>	577
On the absorption of super-high energy photons in the universe <i>S. G. Matinian</i>	587
The sound vibration in cosmic magneto-active space <i>E. Ya. Gidalevich</i>	591

On the stability of the spheroids extracted along the axis of rotation by toroidal magnetic field	<i>R. S. Hovanesian, M. G. Abramian</i>	599
On the possibility of superlight radiation in pulsar's conditions	<i>V. Ya. Eidman</i>	609
Cold stars in O- clusters	<i>R. A. Vardanian N. G. Khatchatrian</i>	613
NOTES		
The circular polarization observation of SCO X-1	<i>O. S. Shulov, E. N. Kopatskaya</i>	621
The relation between the gradient of surface brightness and other properties of Seyfert galaxies	<i>M. A. Arakellian</i>	624
A letter to the Editor	<i>B. Ye. Markarian</i>	628

CONTENTS

FLARE STARS IN PLEIADES. III <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian, L. K. Erastova, E. S. Kazartan, G. B. Ohanian</i>	485
ON THE VARIABILITY OF THE OPTICAL RADIATION OF THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES <i>M. K. Babadzhanjants, V. A. Hagen-Thorn, V. M. Ljutiy</i>	509
THE SPECTRAL INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 8 <i>E. Ye. Khachikyan</i>	529
TO THE THEORY OF WHITE DWARFS <i>G. S. Sahakian, D. M. Sedrakian, E. V. Chubartan</i>	541
THE MAGNETIC FIELDS OF PULSARS <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabastan</i>	557
PULSARS IN SUPERNOVA REMNANTS <i>P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov</i>	561
SHOCK WAVES IN THE GASEOUS STREAMS IN CLOSE BINARY SY- STEMS OF DWARF STARS <i>V. I. Taranov</i>	567
THE RESONANCE DAMPING OF OSCILLATIONS IN A MODEL OF THE SPHERICAL STAR CLUSTER <i>V. S. Synakh, A. M. Fridman, I. G. Shukhman</i>	577
ON THE ABSORPTION OF SUPER-HIGH ENERGY PHOTONS IN THE UNIVERSE <i>S. G. Matinian</i>	587
THE SOUND VIBRATIONS IN COSMIC MAGNETO-ACTIVE SPACE <i>E. Ya. Gidalevitch</i>	591
ON THE STABILITY OF THE SPHEROIDS EXTRACTED ALONG THE AXIS OF ROTATION BY TOROIDAL MAGNETIC FIELD <i>R. S. Hovanesian, M. G. Abramian</i>	599
ON THE POSSIBILITY OF SUPERLIGHT RADIATION IN PULSAR'S CON- DITIONS <i>V. Ya. Eidman</i>	609
COLD STARS IN O-CLUSTERS . . <i>R. A. Vardanian, N. G. Kchatchatryan</i>	613
NOTES	
THE CIRCULAR POLARIZATION OBSERVATIONS OF SCO X-1 <i>O. S. Shulov, E. N. Kopatskaya</i>	621
THE RELATION BETWEEN THE GRADIENT OF SURFACE BRIGHTNESS AND OTHER PRO- PERTIES OF SEYFERT GALAXIES <i>M. A. Arakelian</i>	624
A LETTER TO THE EDITOR <i>B. Ye. Markarian</i>	628