

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

- ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КОЛОРИМЕТРИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В АГРЕГАТАХ ПЛЕЯДЫ И ОРИОН
Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацулишвили, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян 197
- МЕДЛЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БАЕСКА ВU DRA
А. С. Мелконян, К. Ола, А. В. Оскинян м.л., В. С. Оскинян 215
- ШИРОКОПОЛОСНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД
А. Х. Аветисян, В. П. Залинян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Р. Х. Оганесян, Г. М. Товмасын 225
- МОРФОЛОГИЯ ДЕВЯТИ ГАЛАКТИК С УФ КОНТИНУУМОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ
Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян 231
- ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ 44 ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК
В. П. Архипова, В. Л. Афинасьев, В. А. Досталь, А. В. Зисов, И. Д. Караченцев, Р. И. Носкова, М. В. Савельева 239
- НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА ЧАСТОТЕ 3.66 Гц I. *В. Г. Малумян* 245
- ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. I. ЭФФЕКТЫ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ И ПРОЕКЦИИ *И. Д. Караченцев* 249
- АКТИВНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ ГАЛАКТИК
Г. М. Товмасын, Э. Ц. Шахбавян 265
- О ПРИРОДЕ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ
В. Г. Горбацкий 273
- ПРОИСХОЖДЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК НА КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗДАХ
М. М. Кацова, А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц 285
- БАЛЬМЕРОВСКИЕ ДЕКРЕМЕНТЫ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА
Н. А. Катышева 301

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 4 раза в год
на русском и английском языках

Խ Ս Ր Պ Ա Ր Ա Կ Ա Ն Կ Ո Ղ Ե Չ Ի Մ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբաչևի, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թոմինսոն,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Լարզարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սորուև
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյզյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачевский,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопряженным 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 на год 4 рубля. Подписку можно пронаести во всех отделениях Союзпечати, а на границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ոտրլի, բաժանորդագիրն 4 ոտրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ արտասահմանում «Մեկրուներոդեայա կնիգա» գործակալության միջոցով: Իսովկա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.33+524.352

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КОЛОРИМЕТРИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В АГРЕГАТАХ ПЛЕЯДЫ И ОРИОН

Л. В. МИРЗОЯН, О. С. ЧАВУШЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН, Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ,
Г. Б. ОГАНЯН, В. В. АМБАРЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНИЯН

Принята к печати 1 декабря 1980

Приводятся результаты синхронных колориметрических наблюдений звездных вспышек в системе UBV , выполненных с помощью трех телескопов: 40" и 21" системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории и 28" системы Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории. Во время фотографических наблюдений областей агрегатов за эффективное время 53 часа (табл. 1) зарегистрировано всего 19 вспышек, 13 в Плеядах и 6 в Орионе. Обнаружены 4 новые вспыхивающие звезды, все в Орионе (табл. 7). 5 вспышек в агрегатах фотометрированы в трех полосах UBV впервые: у звезд № 2, 105, 156 и 540 в Плеядах (табл. 5) и T129 в Орионе (табл. 9). Средние показатели цвета вспышечного излучения ($U-B$) и ($B-V$), определенные из фотографических наблюдений (табл. 11), практически не отличаются от таковых для вспышек звезд типа UV Кита, измеренных фотоэлектрически. Это согласно можно рассматривать как свидетельство в пользу представления об общей физической природе этих звезд. Сравнение показателей цвета $U-B$ и $B-V$ вспышечного излучения для четырех «медленных» вспышек (табл. 12), одна из которых имела заметно большее, чем остальные, время возгорания, в период до максимума, свидетельствует о покраснении вспышек с увеличением времени возгорания, в соответствии с предсказанием В. А. Амбарцумяна.

1. *Введение.* Колориметрическое исследование вспышечного излучения, основанное на синхронных наблюдениях звездных вспышек в разных участках спектра, представляет значительный интерес для вскрытия его физической природы. Синхронные многоцветные наблюдения вспышек имеют большое значение и для исследования тонкой структуры их кривых блеска в различных спектральных областях, что также важно для понимания явления вспышки. Такие исследования до последнего времени проводились почти исключительно в отношении звезд типа UV Кита окрестно-

сти Солнца. В этом направлении важные результаты, основанные на фотоэлектрических наблюдениях в системе U, B, V , были получены в работах Кункеля [1] и Моффетта [2].

В случае вспыхивающих звезд значительно более высокой светимости, встречающихся в звездных агрегатах, аналогичные наблюдения практически отсутствуют. Это обусловлено, прежде всего, их небольшим блеском, а также низкой частотой достаточно мощных вспышек.

Исключение составляет случайное трехцветное наблюдение (в системе UBV) Джонсоном и Митчеллом [3] вспышки звезды $\text{H II } 1306$ (= № 17) в агрегате Плеяды. Этим наблюдением впервые было показано, что вспыхивающие звезды значительно более высокой светимости, чем звезды типа UV Кита, встречаются наряду с молодыми звездными системами типа ассоциаций Ориона и Единорога и в более старых системах, типа скопления Плеяды. В последние годы были выполнены фотографические колориметрические наблюдения вспышек в звездных агрегатах. Можно упомянуть, например, тоже случайное наблюдение одной «медленной» вспышки в ассоциации Ориона в трех полосах спектра [4] и двухцветные наблюдения некоторых вспышек в агрегате Плеяды [5, 6].

В настоящее время, когда благодаря работам Аро и В. А. Амбарцумяна, а также их сотрудников (см., например, [7, 8]) установлено, что вспыхивающие звезды представляют собой одну из наиболее ранних стадий эволюции карликовых звезд, колориметрические исследования вспыхивающих звезд в агрегатах представляют интерес и с точки зрения вопросов эволюции звезд.

В настоящей статье рассматриваются результаты синхронных фотографических наблюдений вспышек в агрегатах Плеяды и Ориона, выполненные в системе UBV .

2. *Наблюдения.* Фотографические наблюдения звездных вспышек в агрегатах были выполнены осенью 1979 г. одновременно тремя широкоугольными телескопами: 40" и 21" камерами Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории и 28" менисковой камерой Максутава Абастуманской астрофизической обсерватории, которые давали, соответственно, U, B и V -величины звезд. Синхронность начала наблюдений обеспечивалась с точностью 2—3 с. Снимались цепочки изображений в соответствующих лучах. Экспозиции для каждого изображения во всех трех полосах, U, B, V , были одинаковыми и равными 5 мин, а промежутки между экспозициями 1 мин.

Распределение эффективного времени наблюдений областей агрегатов Плеяд и Ориона по полосам спектра приведено в табл. 1.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДНЫХ
ВСПЫШЕК ПО ПОЛОСАМ СПЕКТРА

Агрегат	U	V	U, B	U, B, V	Всего
Плеяды	—	—	$17^h 20^m$	$20^h 40^m$	$38^h 00^m$
Орион	$2^h 00^m$	$6^h 00^m$	2 20	4 40	15 00

Как видно из табл. 1, во всех трех полосах, U, B, V , наблюдения велись лишь $20^h 40^m$ — для области Плеяд и $4^h 40^m$ — для области Ориона. В остальное время из-за погодных или инструментальных причин наблюдения были осуществлены либо в двух полосах, U и B , либо только в U или V полосах.

Применяемые при фотографических наблюдениях звездных вспышек сорта эмульсий и светофильтров представлены в табл. 2.

Таблица 2

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК ЭМУЛЬСИИ И
СВЕТОФИЛЬТРЫ

Полоса спектра	Эмульсия	Свето-фильтр	Телескоп
U	Kodak 103aO	UG 1	40"
B	"	GG 385	21
V	Kodak 103aD	GG 11	28
"	Kodak I-D	GG 11	"

3. *Фотометрическая обработка наблюдений.* Во время фотометрических измерений фотографических наблюдений области агрегата Плеяды в качестве стандартных звезд были использованы звезды табл. 3, колориметрически исследованные Джонсоном и Митчеллом [3] и Ирриарте [9]. В последующих столбцах табл. 3 приводятся порядковый номер, номер по каталогу Герцишпрунга и др. [10], V -величина, показатели цвета $B-V$ и $U-B$, номер звезды по единой нумерации вспыхивающих звезд [11] и литературный источник.

Предпоследний столбец табл. 3 показывает, что половина звезд, использованных в качестве стандартов, являются вспыхивающими. Не исключено, что некоторые из остальных звезд также окажутся вспыхивающими. Это обстоятельство, вследствие возможных медленных изменений указанных звезд в минимуме блеска, может в принципе количественно несколько изменить полученные результаты. Однако отсутствие каких-либо

Таблица 3

СПИСОК СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД ПЛЕЯД

№	Н II [10]	V	B-V	U-B	Вспыхивающая звезда, № по [11]	Литература
1	34	12 ^m 03	0 ^m 94	0 ^m 62		
2	81	13.56	0.88	0.39°		
3	83	14.89	0.99	0.71°		
4	97	12.50	1.08	0.79	431	[12]
5	105	13.78	0.95	0.43		
6	146	14.60	1.41	°	149	[13]
7	186	10.49	0.79	0.29°		
8	189	14.00	1.36	1.18°		
9	191	14.39	1.46	1.12°	7	[14]
10	451	13.86	1.19	1.04	486	[8]
11	513	13.76	1.30	1.39		
12	636	12.48	1.06	0.78		
13	740	13.45	1.08	0.95°		
14	1305	13.46	1.18	1.10	358	[11]
15	1454	12.87	1.12	0.89°	432	[12]
16	1491	16.42	0.60	0.25	347	[11]
17	1512	13.50	1.37	1.06		
18	1653	13.69	1.28	1.05	21	[14]
19	1712	14.36	1.01	0.47		
20	1883	12.60	1.06	0.71	406	[15]
21	2406	11.10	0.76	0.26		
22	2407	12.28	0.98	0.68°		
23	2588	13.10	1.22	0.94	165	[16]
24	2880	11.75	0.86	0.37		
25	2908	13.41	1.15	0.92°	166	[16]
26	2927	13.92	1.25	1.05	109	[17]
27	3019	13.45	1.19	0.97	110	[17]
28	3030	13.96	1.40	1.16	30	[14]
29	3063	13.52	1.17	1.10	413	[11]
30	3069	13.85	1.12	0.96		
31	3104	13.41	1.29	1.10	111	[17]
32	3187	13.12	1.16	1.04		

Примечание: Звездочкой отмечены звезды из работы Ириарте [9].

заметных изменений блеска этих звезд на измеренных пластинках позволяет считать, что оно не повлияло на окончательные результаты, по крайней мере, качественно.

Для фотометрических измерений вспыхивающих звезд в области ассоциации Ориона были использованы стандартные звезды из табл. 1 и 2 работы Эндрюса [18].

Все фотометрические измерения осуществлены рисовым микрофотометром «Аскания» Бюраканской астрофизической обсерватории. Для учета неравномерного фона пластинки был использован несколько видоизмененный метод Аргю [19], с использованием одного клина, вместо двух. Только для двух вспыхивающих звезд: новооткрытой В13 и Киладзе 28 [20], измерения проводились на фотометре МФ-6 Абастуманской астрофизической обсерватории.

4. *Звездные вспышки в Плеядах.* Во время синхронных фотографических наблюдений во всех трех полосах, U , B , V , в области агрегата Плеяды произошло 6 вспышек у звезд, представленных в табл. 4. В ней приведены номер вспыхивающей звезды по единой нумерации [11], дата и ультрафиолетовая амплитуда — ΔU вспышки, блеск V , показатели цвета $B-V$ и $U-B$ звезды в минимуме и литературный источник.

Таблица 4

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ, ИМЕВШИЕ ВСПЫШКИ ВО ВРЕМЯ СИНХРОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В ПОЛОСАХ U , B , V

Звезда	Дата (1979)	ΔU	V	$B-V$	$U-B$	Литература
2	10.XII	5.0	17 ^m .05	1 ^m .79	1 ^m .00	[21]
105	10 .	5.3	15.60	1.10	1.00	Настоящая работа
156	12 ..	4.2	16.20	1.59	0.57	[22]
306	12 ..	0.6	13.32	1.47	1.11	[22]
539	10 ..	4.7	17.64	1.26	1.00	Настоящая работа
540	11 ..	1.7	14.73	0.92	0.89	..

Результаты измерений пластинок, на которых зарегистрирован ход этих вспышек, приведены в табл. 5.

В ней даются: номер вспыхивающей звезды, дата наблюдений, время в UT, звездная величина U_+ и показатели цвета $(B-V)_+$ и $(U-B)_+$ вспышечного излучения. В последнем столбце табл. 5 отмечены измерения, охватывающие максимум вспышки. Данные, относящиеся к отдельным пластинкам, разделены интервалами.

Таблица 5

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ПЛЕЯДАХ В ПОЛОСАХ U , V , V

Звезда	Дата (1979)	UT	U_{τ}	$(B-V)_{\tau}$	$(U-B)_{\tau}$	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
2	10.XII	18 ^h 02 ^m 30 ^s	14. ^m 8	-0. ^m 4	-0. ^m 7	максимум
		08 30	15.4	-0.7	-0.6	
105	10.XII	02 30	—	—	—	максимум
		08 30	13.5	+0.1	-1.1	
		14 30	12.5	-0.1	-1.2	
		20 30	13.3	+0.4	-1.4	
		26 30	14.0	+0.5	-1.1	
		32 30	14.5	+0.2	-0.7	
		38 30	14.8	-0.7	-0.4	
		44 30	15.4	-0.9	+0.1	
		19 02 30	15.5	-0.8	-0.2	
		08 30	15.6	-0.5	-0.7	
		14 30	15.8	—	-0.6	
		20 30	15.8	—	-0.6	
		26 30	15.8	—	-0.6	
		32 30	15.9	—	-0.5	
38 30	15.9	—	-0.5			
156	12.XII	19 02 30	—	+1.1	—	максимум
		08 30	—	+1.1	—	
		14 30	17.3	+1.2	+0.1	
		20 30	15.3	-0.1	-0.5	
		26 30	14.5	-0.6	-0.7	
		32 30	14.2	+0.2	-0.6	
		38 30	14.5	+0.2	-0.4	
		44 30	14.5	+0.3	-0.8	
		50 30	14.5	—	-1.1	
		20 02 30	14.5	-0.1	-1.0	
		08 30	14.5	-0.2	-1.0	
		14 30	14.5	-0.2	-1.0	
		20 30	15.1	-0.9	-0.5	
		26 30	15.2	—	-0.6	
32 30	15.2	—	-0.7			
39 30	15.2	—	—			

Таблица 5 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
306	12.XII	19 ^A 14.30 ^A	16 ^m 3	—	—	максимум
		20 30	16.6	—	—	
		26 30	16.6	—	—	
539	10.XII	23 02 30	15.2	—	-0 ^m 2	.
		08 30	15.5	—	-0.1	
		14 30	16.0	—	-0.3	
540	11.XII	18 32 30				
		38 30	15.1	+1 ^m 0	-0.8	
		44 30	17.3			
			18.4			

Как следует из данных табл. 5, вспышка, произошедшая у звезды № 306 из-за малой интенсивности (амплитуда вспышки в полосе U составляла лишь 0^m6) была зарегистрирована только в полосе U , а вспышка, произошедшая у звезды № 539, даже при большой ее мощности ($\Delta U = 4^m7$) из-за слабости самой звезды ($V = 17^m64$) была зарегистрирована лишь в двух полосах: U и B .

Таким образом, в трех полосах, U , B , V , были измерены только четыре вспышки, зарегистрированные у следующих звезд: № 2, 105, 156 и 540.

Следует добавить, что вспышки, произошедшие у звезд № 105 и 156, были зарегистрированы на двух последовательных пластинках, то есть продолжались почти по два часа. На кривой блеска вспышки звезды № 156 наблюдается заметное замедление понижения блеска, что может рассматриваться как свидетельство небольшой вторичной вспышки. То же можно подозревать для вспышки, зарегистрированной у звезды № 105.

Имея в виду большие ошибки фотографической фотометрии, следует считать результаты измерений, относящихся к последним точкам, весьма неопределенными. Эти измерения нами не использованы для определения показателей цвета вспышечного излучения в указанных точках. В этих случаях на месте показателей цвета поставлены двоеточия.

Кроме упомянутых вспышек, еще 7 вспышек были зарегистрированы в период наблюдений только в полосах U и B . Результаты колориметрических измерений наблюдений этих вспышек приведены в табл. 6.

В табл. 6 приводятся: номер вспыхивающей звезды и дата наблюдений, время в УТ, звездная величина V и показатели цвета звезды $B-V$ и $U-B$ в минимуме блеска, U_+ -величина и $(U-B)_+$ — показатель цвета вспышечного излучения. В примечании, как и раньше, отмечены изображения, охватывающие максимум вспышки.

Таблица 6

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ПЛЕЯДАХ В ПОЛОСАХ U И B

Звезда	Дата (1979)	UT	V	$B-V$	$U-B$	U_+	$(U-B)_+$	Примечания
26	23.XI	23 ^h 50 ^m 30 ^s *	17 ^m 84	1 ^m 34	1 ^m 00	13 ^m 1	-0 ^m 6	максимум
		00 01 30				13.8	-0.6	
55	24.XI	00 01 30	14.09	1.80	0.99	13.8	-0.4	максимум
156	25.XI	22 01 30	16.20	1.59	0.57	16.1	-1.3	максимум
		07 30				17.7		
167	21.XII	19. 02. 30	17.71	1.25	1.00	13.7	-1.2	максимум
		0. 08. 30				15.5	-0.1	
199	25.XI	20 17 30	18.65	0.85	1.00	14.0	-0.3	максимум
		23 30				14.7	-0.5	
		29 30				16.2	+0.9	
		35 30				16.2	+0.9	
		41 30				16.2	+0.6	
		47 30				16.4	+0.0	
306	25.XI	23 44 30				16.3		максимум
		50 30				16.6		
538	26.XI	22 32 30	13.40	0.90	1.20	14.4	-0.9	максимум

5. *Звездные вспышки в Орионе.* В период наших синхронных наблюдений области Ориона были зарегистрированы 6 вспышек, в том числе 4 у ранее неизвестных вспыхивающих звезд. Данные о новооткрытых во время синхронных наблюдений и об известных вспыхивающих звездах, имевших вспышки в этот период, приведены в табл. 7 и 8: номер вспыхиваю-

Таблица 7

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОРИОНЕ, ОБНАРУЖЕННЫЕ
ВО ВРЕМЯ СИНХРОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда	Дата (1979)	α (1950)	δ (1950)	V	$B-V$	$U-B$	ΔU	ΔB	ΔV
B 10	10.X	5 ^h 22 ^m 8	-4° 37'	15 ^m 80	+1 ^m 70	+0 ^m 10	4 ^m 1	-	-
B 11	26.XI	5 30.8	-4 21	13.80	+1.20	+0.50	1.7	0 ^m 8	-
B 12	18.XII	5 24.9	-7 04	16.40	+1.20	+0.80	5.0	3.0	0 ^m 0
B 13	21.XII	5 29.5	-5 41	18	-	-	-	-	1.8

щей звезды, дата вспышки, координаты, блеск — V и показатели цветов $B-V$ и $U-B$ в минимуме и амплитуды наблюдаемых вспышек.

Новые вспыхивающие звезды в Орионе обозначены последовательными номерами В 10, ..., В 13, так как ранее в этой области в Бюракане были обнаружены еще 9 вспыхивающих звезд [23].

Таблица 8

ИЗВЕСТНЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОРИОНЕ, ИМЕВШИЕ
ВСПЫШКИ ВО ВРЕМЯ СИНХРОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда	Дата (1979)	V	$B-V$	$U-B$	ΔU	ΔB	ΔV
Т 129*	18.XII	16 ^m 26	+1 ^m 19	+0 ^m 77	5 ^s 7	3 ^m 9	2 ^m 2
Киладзе 28	22.XII	17.20	—	—	—	—	2.7

* Т 129 — вспыхивающая звезда № 129 в Орионе, обнаруженная в Тонантсинтла [24].

Из шести зарегистрированных нами во время синхронных наблюдений в области ассоциации Ориона вспышек только две (В 12 и Т 129) наблюдались во всех трех полосах, U , B , V , причем одна из них — вспышка звезды В 12 имела отличную от нуля амплитуду только в полосах U и B . Одна вспышка (В 11) зарегистрирована в U и B , одна (В 10) только в U и две (В 13 и Киладзе 28 [20]) только в V .

Результаты измерений пластинок, на которых зарегистрирован ход вспышек звезд В 12 и Т 129, приведены в табл. 9. В ней последовательность столбцов та же самая, что и в табл. 5. Результаты измерений остальных вспышек приведены в табл. 10.

В табл. 10 в вышеприведенной последовательности столбцов добавлена величина V_+ и отсутствует показатель цвета ($B-V$)₊ вспышечного излучения.

6. *Обсуждение.* Полученные колориметрические данные о звездных вспышках в агрегате Плеяды позволяют делать некоторые выводы, представляющие определенный интерес.

Рассмотрим, прежде всего, показатели цвета вспышечного излучения для всех колориметрически измеренных вспышек в периоды, охватывающие максимумы соответствующих вспышек. Эти цвета, взятые из табл. 5 и 9 вместе с данными о соответствующих вспышках, представлены в табл. 11.

Данные табл. 11 относительно показателей цвета вспышечного излучения ($U-B$)₊ в периоды, охватывающие максимум вспышки, находятся в удовлетворительном согласии с результатами наших предыдущих наблюдений вспышек звезд в агрегате Плеяды, выполненных в U и фотографиче-

ских лучах. Средняя величина показателя цвета $(U - m_{rg})_+$ вспышечного излучения для 20 вспышек, зарегистрированных ранее 10-минутными экспозициями, составляла -0.7 [6], что практически совпадает со средним значением $(U - B)_+$ для 14 вспышек табл. 11.

Таблица 9

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ У ЗВЕЗД
В 12 И Т 129

Звезда	Дата (1979)	УТ	U_+	$(B - V)_+$	$(B - U)_+$	Примечания
В 12	18.XII	23 ^h 02 ^m 30 ^s	14.4		-1.2	максимум
		08 30	14.1		-1.4	
		14 30	13.7		-1.1	
		20 30	13.4		-1.3	
		26 30	13.9		-1.0	
		32 30	14.5		-0.5	
Т 129	18.XII	23 02 30	13.9	-0.2	-1.0	максимум
		08 30	12.7	-1.1	-1.1	
		14 30	12.5	-0.7	-1.1	
		20 30	12.7	-0.8	-1.0	
		26 30	12.9	-0.4	-1.2	
		32 30	13.1	-0.9	-1.4	
		38 30	13.1	-0.8	-1.4	
		44 30	13.8	-1.1	-0.8	

Эта величина $(U - B)_+$ точно совпадает со средней величиной $(U - m_{rg})_+$, определенной нами по более богатому материалу (19 синхронных и 14 параллельных наблюдений звездных вспышек в агрегате Плеяды, с экспозициями каждого изображения в 10 мин) [22].

Вместе с тем, как и в предыдущих работах [6, 22], в этом случае наблюдается значительная дисперсия относительно среднего значения этого показателя цвета для цветов отдельных вспышек.

Данные табл. 11 относительно обоих показателей цвета вспышечного излучения $(B - V)_+$ и $(U - B)_+$, в среднем, находятся в удовлетворительном согласии с аналогичными данными для вспышек звезд типа UV Кита, полученными из синхронных фотоэлектрических наблюдений с высоким разрешением по времени (см., например, наблюдения Моффетта [2]).

Это свидетельствует о том, что вспыхивающие звезды в агрегатах, по крайней мере в период максимума блеска, по цветовым характеристикам

излучения своих вспышек не отличаются от вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

Следует особо отметить, что цвета вспышечного излучения в максимуме блеска отличаются от вспышки к вспышке довольно значительно.

Таблица 10

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ОРИОНЕ, НАБЛЮДАВШИХСЯ
У ЗВЕЗД В 10, В 11, В 13 И КИЛАДЗЕ 28.

Звезда	Дата (1979)	UT	U_+	V_+	$(U-V)_+$	Примечания
B10	10.X	01 ^h 13 ^m 00 ^s	15 ^m .1			максимум
		23 15	13.5			
		33 30	13.8			
		43 45	13.9			
		54 00	14.4			
		02 04 15	15.2			
B11	26.XI	01 15 30	14.0		-1 ^m .0	максимум
		21 30	14.6		-0.9	
		27 30	14.6			
B13	21.XII	22 14 30	—	16.4		максимум
		20 30	—	16.6		
Киладзе 28	22.XII	00 20 30	—	14.6		максимум
		26 30	—	14.8		
		32 30	—	16.3		
		38 30	—	16.9		

Кроме того, наши наблюдения (см. табл. 5 и 9) указывают на значительные изменения цветов вспышечного излучения во время развития вспышки. Они различны для данной вспышки в разные моменты ее возгорания и угасания. Этот факт также находится в согласии с характером изменения цветов вспышечного излучения, выявленным из электрофотометрических наблюдений вспышек звезды UV Кита, выполненных с высоким разрешением по времени [25].

Как показывают одновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, цвета вспышечного излучения после максимума блеска характеризуют не «первичное» вспышечное излучение, которое, как свидетельствуют исследования Моффетта и Боппа [26], является непрерывным, а «вторичное» излучение, являющееся в общем случае смесью «первичного» и рекомбинационного излучений, отношение ин-

тенсивностей которых меняется по мере развития вспышки. Этим, по-видимому, и следует объяснить наблюдаемые значительные различия в цветах излучения, возникающего во время вспышки, в период угасания вспышки, для различных вспышек данной звезды (см., например, [26, 27]).

Таблица 11

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ВСПЫШНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДЫ,
ОХВАТЫВАЮЩИЕ МАКСИМУМ ВСПЫШКИ

Агрегат, звезда	Дата вспышки (1979)	U	ΔU	$(B-V)_+$	$(U-B)_+$
ПЛЕЯДЫ					
2	10. XII	19 ^m .8	5 ^m .0	-0 ^m .4	-0 ^m .7
26	23. XI	20.2	7.0	—	-0.6
55	24. XI	16.9	3.2	—	-0.4
105	10. XII	17.7	5.3	-0.1	-1.2
156	25. XI	18.4	2.4	—	-1.3
156	12. XII	18.4	4.2	+0.2	-0.6
167	21. XII	20.0	6.2	—	-1.2
199	25. XI	20.5	6.5	—	-0.3
538	26. XI	15.5	1.4	—	-0.9
539	10. XII	19.9	4.7	—	-0.1
540	11. XII	16.5	1.7	+1.0	-0.4
ОРИОН					
B11	26. XI	15.5	1.7	—	-1.0
B12	18. XII	18.4	5.0	—	-1.3
T129	18. XII	18.3	5.7	-0.7	-1.1
Среднее				0.0	-0.8

С этой точки зрения представляет значительный интерес сравнение между разными вспышками в период их возгорания, когда вспышечное излучение является «первичным» и, в основном, непрерывным. Как показывают наблюдения Моффетта и Боппа [26], в этот период доля рекомбинационного излучения небольшая.

К сожалению, этот период длится обычно меньше одной минуты, и результаты наших колориметрических наблюдений не могут быть использованы с этой целью.

Между тем, в этот период, согласно В. А. Амбарцумяну [28], цвета вспышечного излучения должны находиться в определенной зависимости от глубины слоев фотосферы звезды, где происходит выделение энергии вспышки*.

* По Амбарцумяну [28, 29], вспышка может произойти и выше фотосферы. В этом случае будет наблюдаться «быстрая» вспышка с очень небольшим временем возгорания.

Исходя из времени возгорания, определяемого при фотографических наблюдениях суммой экспозиций, относящихся к восходящей ветви кривой блеска, Аро [30] разделил все вспышки на две группы: «быстрые» и «медленные». В случае «быстрых» вспышек изображений, соответствующих блеску, превышающему блеск звезды в минимуме, на восходящей ветви либо вовсе не бывает, либо имеется одно изображение. В противном случае, когда в цепочке имеются два и больше изображения до изображения, охватывающего максимум вспышки, вспышка считается «медленной».

Аро [30] получил свидетельства в пользу предсказания В. А. Амбарцумяна [28] о том, что «медленные» вспышки должны иметь более красный цвет (начинаются в более глубоких слоях фотосферы звезды), чем «быстрые».

Разделение Аро [30] вспышек на «медленные» и «быстрые» имеет принципиальное значение. Оно, однако, рассматривает только два крайних случая. В действительности, если продолжительность возгорания вспышки зависит от глубины слоев фотосферы, то должен существовать непрерывный переход между вспышками очень «медленными» и очень «быстрыми».

И, действительно, у звезд типа UV Кита окрестности Солнца наблюдались вспышки, время возгорания которых доходит до нескольких минут, в то время как обычно это время не превосходит одной минуты. Что касается вспыхивающих звезд в агрегатах, то у них наблюдались «медленные» вспышки с временем возгорания от 20 минут и больше, а в случаях «медленных» вспышек, произошедших на вспыхивающих звездах T 92 и T 248 в Орионе, время возгорания доходило до 2 часов [31, 32].

Во время наших синхронных фотографических наблюдений были зарегистрированы всего 4 вспышки, которые можно отнести к «медленным», по две в Плеядах и в Орионе. Из них вспышки, произошедшие у звезд № 105 и 156 в Плеядах и T 129 в Орионе, были зарегистрированы во всех трех полосах, U, B, V , а вспышка звезды B 12 в Орионе — только в полосах U и B (несмотря на большую амплитуду, $\Delta U = 5^m0$, $\Delta B = 3^m0$, она не показывала никаких изменений в полосе V).

Небезинтересно сравнить цвета вспышечного излучения для этих «медленных» вспышек в период их возгорания. В табл. 12 для каждой «медленной» вспышки приведены показатели цвета, соответствующие первым двум домаксимальным (за 10 и 5 минут до максимума) изображениям и изображению, охватывающему максимум.

Наибольшее время возгорания имела вспышка, зарегистрированная у звезды № 156 в Плеядах — около 30 мин (на восходящей ветви кривой блеска этой вспышки имеются пять изображений), а время возгорания остальных трех вспышек было порядка 10 мин (наблюдаются только два, в случае звезды B 12 — три изображения до максимума, имеющие блеск,

превышающий блеск в минимуме) (рис. 1). Исходя из гипотезы В. А. Амбарцумяна [28, 29], по этой причине первая вспышка должна иметь более красный цвет, чем остальные три вспышки. Данные табл. 12 подтверждают это предсказание. Действительно, показатели цвета этой вспышки, как $(U-B)_+$, так и $(B-V)_+$, указывают на более красный цвет, чем в случае остальных трех вспышек.

Поэтому данные табл. 12, по-видимому, можно рассматривать как определенное свидетельство в пользу гипотезы В. А. Амбарцумяна [28, 29].

Таблица 12

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ВСПЫШЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ „МЕДЛЕННЫХ“
ВСПЫШЕК, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ В ПЛЕЯДАХ И В ОРИОНЕ
ВО ВРЕМЯ СИНХРОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Время	-10 мин				-5 мин				Максимум			
	Звезда	105	156	T129	B12	105	156	T129	B12	105	156	T129
$(B-V)_+$	—	-0 ^m .1	-0 ^m .2	—	+0 ^m .1	-0 ^m .6	-1 ^m .1	—	-0 ^m .1	+0 ^m .2	-0 ^m .7	—
$(U-B)_+$	—	-0.5	-1.0	-1.4	-1.1	-0.7	-1.1	-1.1	-1.2	-0.6	-1.0	-1.3

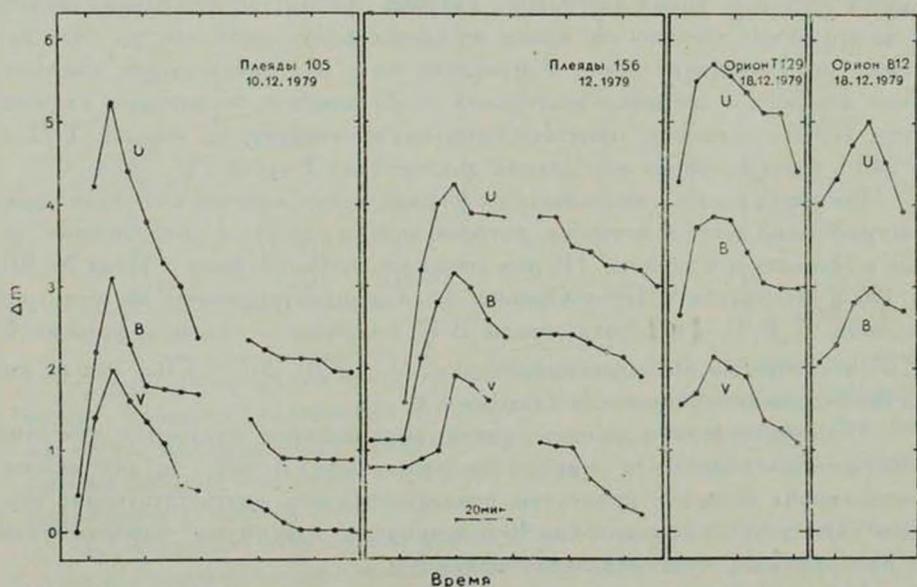


Рис. 1. Кривые блеска «медленных» вспышек, наблюдаемых синхронно в полосах U , B и V .

Что касается абсолютного значения, показателей цвета $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ для последних трех вспышек, то нельзя сказать, что около мак-

симула блеска эти вспышки более красные, чем остальные «быстрые» вспышки, которые, кстати, показывают, как было уже отмечено, большую дисперсию относительно средних их цветов.

7. *Заключение.* Результаты синхронных фотографических наблюдений звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион, выполненные в трех полосах, U, B, V , изложенные выше, несмотря на их малое разрешение по времени, позволяют заключить, что цвета вспышечного излучения звезд в агрегатах не отличаются, практически, от цветов вспышечного излучения, возникающего при вспышках звезд типа UV Кита, определяемых с помощью фотоэлектрической фотометрии, обладающей несравненно более высоким разрешением по времени.

При этом следует учесть, что определяемые из фотографической колориметрии цвета относятся к излучению вспышек, которые по своей мощности существенно превышают вспышки звезд типа UV Кита. Это обусловлено не только тем, что вспыхивающие звезды в агрегатах обладают более высокими светимостями [33], но также и тем, что большинство вспышек, наблюдаемых фотоэлектрическим методом у звезд типа UV Кита, не были бы доступны для фотографических наблюдений, из-за малого разрешения последних во времени [27].

Тем не менее, оказывается, что наблюдаемые вспышки звезд в агрегатах, по своим колориметрическим характеристикам, не отличаются от вспышек вспыхивающих звезд типа UV Кита.

Этот факт можно рассматривать как свидетельство в пользу представления об общности физической природы вспышек звезд агрегатов и звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

Далее, сравнение показателей цвета $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ вспышечного излучения четырех «медленных» вспышек, зарегистрированных у звезд № 105, 156 (Плеяды) и В 12, Т 129 (Орион), по-видимому, свидетельствует о покраснении вспышек при большом времени возгорания, в соответствии с гипотезой В. А. Амбарцумяна [28, 29].

В ее пользу следует рассматривать также следующий факт. Как и следовало ожидать, по интерпретации «медленных» и «быстрых» вспышек [28, 29] все звезды, у которых наблюдались нами «медленные» вспышки, имели также «быстрые» вспышки, кроме звезды В 12 в Орионе, которая была обнаружена во время наших синхронных наблюдений впервые. Это показывает, что способность произвести «медленные» или «быстрые» вспышки не является особенностью звезды, а определяется физическими условиями среды (глубиной слоев фотосферы), где возникает вспышка.

Следует добавить, что наши наблюдения дают для отношения чисел наблюдаемых у вспыхивающих звезд в агрегатах «медленных» и «быстрых» вспышек заметно большее значение, чем до сих пор было известно.

Например, для вспышек с ультрафиолетовой амплитудой $\geq 1^m0$ в области Плеяд это отношение составляло 0.018. Это отношение было несколько больше в агрегате Ориона: 0.034 [32]. Между тем, из 19 наблюдаемых нами во время синхронных фотографических наблюдений вспышек, по крайней мере, две были «медленными», по классификации Аро [30].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

PHOTOGRAPHIC COLORIMETRY OF STELLAR FLARES IN THE PLEIADES AND ORION AGGREGATES

L. V. MIRZOYAN, H. S. CHAVUSHIAN, N. D. MELIKIAN,
R. SH. NATSVLISHVILI, G. B. OIHANIAN, V. V. HAMBARIAN,
A. T. GARIBJANIAN

The results of the synchronous colorimetric observations of stellar flares in the UBV system are presented. These observations were made with three telescopes: 40" and 21" Schmidt cameras of the Byurakan Astrophysical Observatory and 28" Maksutov camera of Abastumani Astrophysical Observatory. During observations of the Pleiades and Orion regions for 53 hours of effective time in all flares were detected: 13 in Pleiades and 6 in Orion. 4 new flare stars were discovered, all in Orion (Table 7). 5 flares in aggregates were measured in three bands U , B , V for the first time: on the stars No.2, 105, 156 and 540 in Pleiades (Table 5) and T129 in Orion (Table 9). The mean colour indices $(U-B)_+$ and $(B-V)_+$ of flare radiation determined by photographic observations (Table 11) don't differ in fact from that of the flares of the UV Cet-type stars, determined photoelectrically. This agreement can be considered as an evidence in favour of the idea on the common physical nature of both classes of stars. Comparison of colour indices $U-V$ and $B-V$ of flare radiation for four "slow" flares (Table 12), one of which had considerably larger rise of time than others in the period before maximum testifies to the reddening of flares with the increase of the rise of time in accordance with Ambartsumian's prediction.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Kunkel, An Optical Study of Stellar Flares, Texas University, Austin, 1967.
2. T. J. Moffet, Ap. J., Suppl. ser., 29, 1, 1974.

3. *H. L. Johnson, R. I. Mitchell*, *Ap. J.*, 128, 31, 1958.
4. *О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян*, *Вспыхивающие звезды*, ред. Л. В. Мирзоян. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 74.
5. *Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 46, 16, 1975.
6. *Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цветков*, *Астрофизика*, 13, 205, 1977.
7. *V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan*, *New Directions and New Frontiers in Variable Stars Research*, IAU Colloquium No. 15, Veroff. Bamberg. Bd. IX, No. 100, 98, 1971.
8. *G. Haro*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 2, 3, 1976.
9. *B. Irtarte*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 73, 1974.
10. *E. Hertzsprung, C. Sanders, G. J. Korreman*, *Ann. Obs. Leiden*, XIXA, 1947.
11. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович*, *Астрофизика*, 9, 461, 1973.
12. *G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, No. 1, 3, 1973.
13. *G. Haro, E. Chavira*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 181, 1970.
14. *G. Haro, E. Chavira*, *Vistas in Astronomy*, vol. 8, ed. A. Beer and K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1964.
15. *G. Haro, E. Chavira*, *IBVS*, No. 788, 1973.
16. *G. Haro, G. Gonzalez*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 191, 1970.
17. *E. S. Parsamian, E. Chavira*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 31, 35, 1969.
18. *A. D. Andrews*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 195, 1970.
19. *A. N. Argue*, *Vistas in Astronomy*, vol. 3, ed. A. Beer, Pergamon Press, 1960, p. 184.
20. *R. I. Kiladze*, *IBVS*, No. 1725, 1980.
21. *О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян*, *Астрофизика*, 11, 565, 1975.
22. *О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Н. Д. Меликян, М. К. Цветков, И. Янкович*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 52, 78, 1980.
23. *H. S. Chavushian, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, I. Jankovisc*, *IBVS*, No. 1628, 1979.
24. *G. Haro, E. Chavira*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 32, 59, 1969.
25. *Н. Н. Кулячков, Н. Д. Меликян, Л. В. Мирзоян, В. С. Шевченко*, *Астрофизика*, 15, 605, 1979.
26. *T. J. Moffet, V. M. Vorp*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 31, 61, 1976.
27. *Л. В. Мирзоян*, *Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига—Аро*, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1980, стр. 45.
28. *В. А. Амбарцумян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 13, 1954.
29. *В. А. Амбарцумян*, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
30. *G. Haro*, *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU-URSI Symposium No. 20, Australian Ac. Sci., Canberra, 1964, p. 30.
31. *Э. С. Парсамян*, *Астрофизика*, 16, 87, 1980.
32. *Э. С. Парсамян*, *Астрофизика*, 16, 231, 1980.
33. *Л. В. Мирзоян, Г. А. Брутян*, *Астрофизика*, 16, 97, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.33+524.352

МЕДЛЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА VY DRA

А. С. МЕЛКОНЯН, К. ОЛА, А. В. ОСКАНЯН м.л., В. С. ОСКАНЯН

Поступила 9 июля 1980

Принята к печати 9 августа 1980

Приведены результаты анализа медленных изменений блеска звезды VY Dra. Периодический характер колебания блеска (период 3.8 дня, амплитуда 0^m02) — подтвержден. В одном случае было замечено затухание колебания блеска, которое продлилось несколько дней. После этого интервала колебание блеска возобновилось, но с другой фазой. Это явление напоминает изменение блеска звезд типа δ Scu. Не удалось точно определить форму кривой блеска. Некоторое колебание блеска, напоминающее по форме и амплитуде колебание блеска звезды VY Dra, было замечено и у звезд сравнения HD 172268 и HD 172468.

1. *Введение.* Медленные изменения блеска звезды VY Dra с периодом около 3.8 дня впервые были обнаружены П. Ф. Чугайновым в 1966 г. [1] и вскоре подтверждены наблюдениями других авторов [2, 3]. В целях более подробного исследования медленных изменений блеска VY Dra в Бюраканской обсерватории и в обсерватории им. Конколи с 1971 г. по 1975 г. были организованы кооперативные наблюдения этой звезды. Наблюдения велись в течение 260 ночей следующим образом: через каждые полчаса VY Dra сравнивалась с двумя звездами сравнения, а интервал между двумя последовательными сравнениями (примерно 25 минут) использовался для наблюдения вспышечной активности звезды VY Dra. В качестве звезд сравнения были использованы звезды HD 172268, HD 172468 и HD 171911.

2. *Наблюдательные данные.* Используя данные для тех ночей, в которые осуществились 6 и больше наблюдений, были построены автокорреляционные функции с основным интервалом 0.5 часа, как для отдельных наблюдательных сезонов, так и для всех наблюдений вместе. Вид полученных

автокорреляционных функций, а также результаты проведенного анализа Фурье указывают на отсутствие каких-либо короткопериодических (порядка нескольких часов) изменений блеска $VY Dga$.

Для исследования природы изменения блеска звезды $VY Dga$ из всех полученных в течение ночи данных было вычислено среднее значение блеска для этой ночи и это значение приведено к середине интервала наблюдений данной ночи.

На рис. 1 приведены полученные таким образом кривые изменения блеска звезды $VY Dga$ в B -цвете для 1971, 1973, 1974 и 1975 гг. Кривые представляют разницу блеска звезд: а) $VY Dga$ — HD 172268, в дальнейшем обозначается ($VY-I$), б) $VY Dga$ — HD 172468, в дальнейшем обозначается ($VY-II$), в) $VY Dga$ и среднего значения блеска звезд HD 172268 и HD 172468, в дальнейшем обозначается ($VY-(I+II)/2$).

Кроме того, на рис. 1 приведена кривая ($I-II$), дающая разницу блеска звезд сравнения HD 172268 и HD 172468. Как видно, кривые ($VY-I$), ($VY-II$) и ($VY-(I+II)/2$) отличаются друг от друга незначительно. Этот факт, вместе с результатами проведенного анализа Фурье см. ниже), убедил нас, что можно, не внося существенных ошибок, обработать наблюдения 1973 г., для которых существуют только данные типа ($VY-I$), вместе с данными типа ($VY-(I+II)/2$), имеющимися для всех остальных наблюдательных сезонов.

Отметим, что HD 171911 служила звездой сравнения только в 1973 г. В дальнейшем было обнаружено, что она является переменной с амплитудой около 0^m2 и периодом порядка 26 дней. Средний блеск звезды $VY Dga$ был практически постоянным в течение всего интервала наблюдений (1971—1975 гг.).

3. Анализ наблюдательных данных. Рис. 1 показывает, что для более продолжительных интервалов наблюдений кривая блеска $VY Dga$, несмотря на некоторые нерегулярности, имеет явно периодический характер с периодом около 4-х дней и средней амплитудой около 0^m04 . Если эту величину сравнить со значениями средних квадратических ошибок средних значений ($\sigma = \pm 0.005 \div \pm 0.007$), полученных для ночей, когда осуществлялось 6 и более сравнений, то видно, что отклонения блеска от среднего значения порядка $\pm 3\sigma$. Поэтому было желательно найти дополнительные свидетельства (кроме явно заметной в некоторых интервалах периодичности кривой), подтверждающие реальность изменения блеска. С этой целью были подсчитаны значения 99% доверительных интервалов для ночей, когда было осуществлено четыре и больше наблюдений, и нанесены вертикальными чертами в некоторых экстремальных точках кривой блеска (рис. 1).

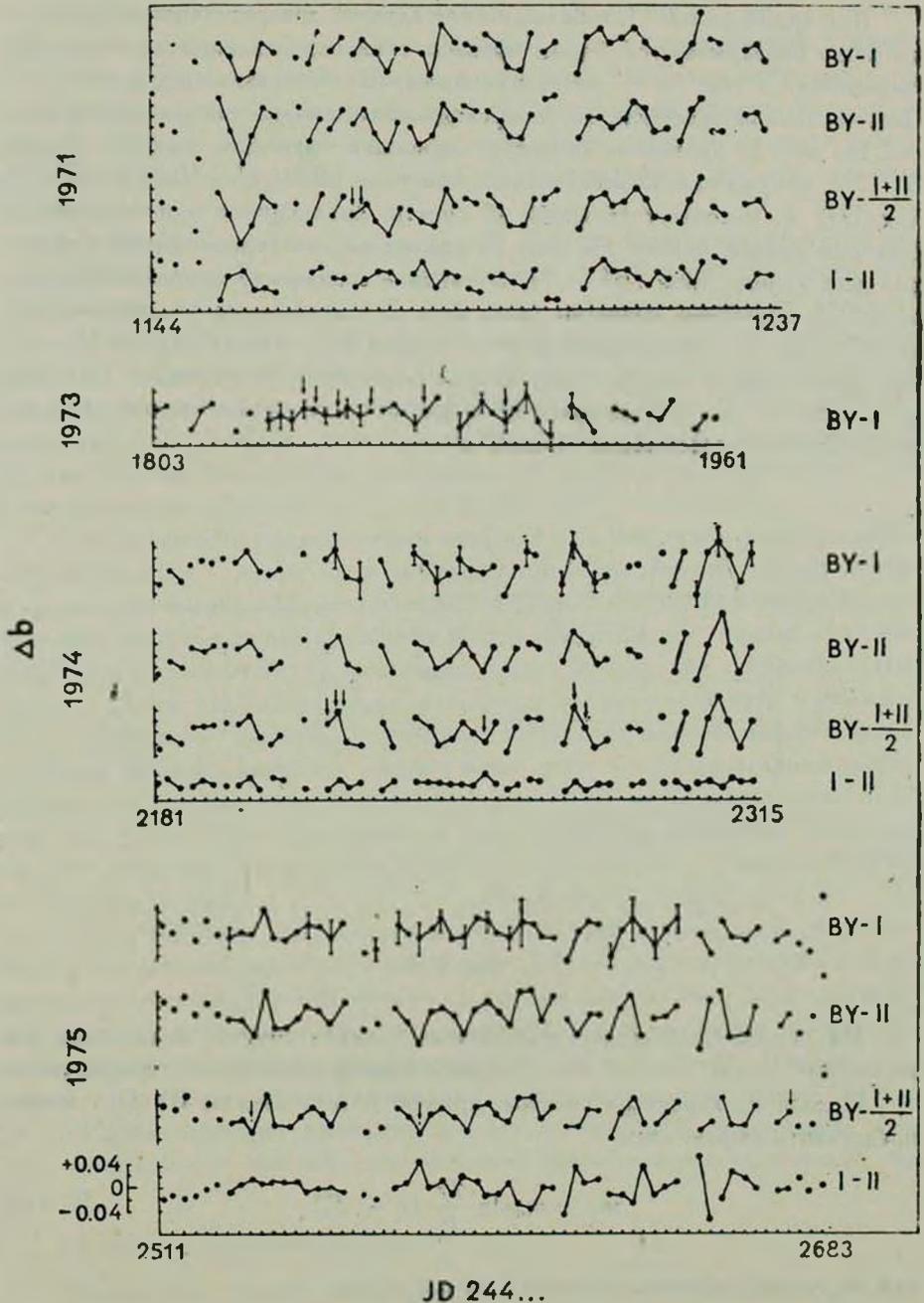


Рис. 1.

Как видно из рис. 1, в большинстве случаев доверительные интервалы частично перекрываются, таким образом с их определением не усилилась уверенность в том, что изменения блеска ВУ Дга являются реальными. Поэтому был осуществлен автокорреляционный анализ той же кривой блеска. На рис. 2а приведена автокорреляционная функция кривой блеска ВУ Дга, полученная из всех наблюдений типа $(BY + (I + II)/2)$ и $(BY - I)$ для 1973 г., и соответствующий ей спектр, являющийся одновременно и спектром кривой блеска. На рис. 2б приведена автокорреляционная функция всех данных типа $(BY - I)$. Очевидное совпадение приведенных двух автокорреляционных функций (рис. 2а и 2б) достаточно убедительно говорит о том, что, комбинируя данные типов $(BY + (I - II)/2)$ и $(BY - I)$ (см. выше), мы не вносим существенных изменений в результаты. Как видно из рис. 2, спектр указывает на существование только одного периода, продолжительностью около 4 дней*.

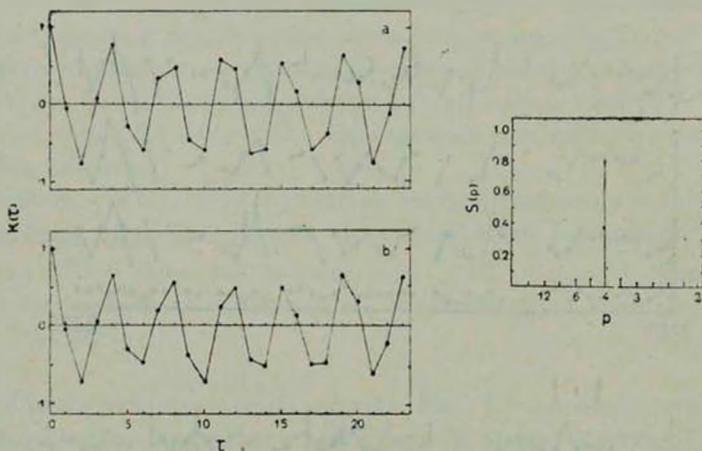


Рис. 2.

На основе полученных результатов следует считать реальными как изменение блеска звезды, так и периодический характер этого изменения.

Исходя из характера спектра, кривую блеска звезды ВУ Дга можно представить выражением

$$m_i = m_0 \sin \frac{2\pi}{P_0} (t_i - T_0), \quad (1)$$

где m_i — наблюдаемое значение блеска в момент t_i .

* Все вычисления в настоящей работе выполнены с применением весов, равных числам наблюдаемых точек в течение ночи.

Вычисление значений m_0 — амплитуда, P_0 — период и T_0 — эпоха выполнено методом наименьших квадратов (после линеаризации уравнения (1)), путем последовательных приближений. При этом считалось, что сходимость результатов последовательных вычислений свидетельствует о реальности, а ее отсутствие — о несостоятельности сделанного выше допущения о возможности представления наблюдательных данных уравнением (1).

При обработке сначала была сделана попытка вычислить значения параметров m_0 , P_0 и T_0 для всех существующих наблюдений. Оказалось, что нельзя представить все наблюдения одним набором указанных параметров. На первый взгляд этот результат противоречит выводу, сделанному на основе анализа автокорреляционной функции. Однако следует иметь в виду, что полученная нами автокорреляционная функция не содержит информации о корреляции данных, удаленных друг от друга больше чем на 24 дня. Поэтому полученные результаты не должны рассматриваться как противоречащие друг другу.

Невозможность представления всех наблюдений одним набором параметров m_0 , P_0 и T_0 может быть вызвана либо существованием в определенных моменты скачкообразного изменения фазы, либо медленным непрерывным изменением периода колебания блеска. Вместе с тем, имея в виду вышесказанное об амплитуде изменения блеска и величине среднеквадратической ошибки наблюдательного материала, нельзя исключить и возможность ощутимого влияния случайных ошибок на полученный результат. В пользу такой возможности говорит и тот факт, что распределение наблюдаемых амплитуд не противоречит гипотезе об их нормальном распределении ($P(\chi^2) = 36\%$). При наличии синусоидальных колебаний такой результат, очевидно, не получился бы, если бы влияние случайных ошибок было менее сильно.

Чтобы получить окончательный ответ на этот вопрос, были подсчитаны тем же методом значения параметров m_0 , P_0 и T_0 для а) каждого наблюдательного сезона отдельно — табл. 1, группа «а»; б) отдельных интервалов продолжительностью 10 и более дней, в течение которых осуществлены непрерывные или почти непрерывные наблюдения — табл. 1, группа «б».

Для оценки качества приближений кривой блеска в последнем столбце табл. 1 даны значения дисперсии соответствующих наблюдательных данных относительно кривой, определенной приведенными величинами m_0 , P_0 и T_0 .

Из данных табл. 1 видно, что

1) Наблюдательные данные для каждого сезона в отдельности можно представить одним набором величин m_0 , P_0 и T_0 ; при этом значения дис-

персии такого же порядка, что и соответствующая величина m_0 , что можно считать признаком недостаточно хорошего приближения наблюдений.

2) Из восьми интервалов, для которых вычислялись значения m_0 , P_0 и T_0 (группа «б» в табл. 1), только для трех оказалось возможным получить эти данные, т. е. существовала конвергенция. В случае остальных пяти интервалов либо не было конвергенции, либо m_0 сходилась к нулю. Эти результаты скорее всего указывают на значительное влияние случайных ошибок. На большую вероятность такого вывода указывает и тот факт, что в некоторых случаях при вычислении искомым параметров для коротких интервалов было достаточно прибавить или исключить одну точку в соответствующей последовательности данных, чтобы существующая до этого конвергенция исчезла или наоборот.

Таблица 1

№	Год	Интервал JD 244...	m_0	T_0	P_0	τ
Группа „а“						
1	1971	1144—1237	0.030	1143.2712	3.8197	0.0154
2	1973	1803—1961	0.018	1803.5696	3.8911	0.0098
3	1974	2181—2315	0.026	2117.5892	3.8118	0.0150
4	1975	2511—2683	0.020	2597.6549	3.8309	0.0111
Группа „б“						
1	1971	1208—1219				
2	1973	1850—1861	0.008	1845.5110	4.4912	0.0074
3	1973	1912—1945	0.024	1912.3657	3.9523	0.0062
4	1974	2237—2257	0.027	2234.6326	3.7776	0.0071
5	1974	2269—2281				
6	1975	2599—2611				
7	1975	2623—2639				
8	1975	2650—2659				

3) Что касается качества приближения коротких интервалов, то в случаях, где оно существовало, приближение было несколько лучше, чем в предыдущем случае.

4) Значения параметров m_0 и P_0 для интервала JD 2441850—2441861 (см. табл. 1) значительно отличаются от соответствующих параметров для всех остальных интервалов и как-будто указывают на некоторое затухание колебаний блеска. На рис. 1 (1973 г.) заметно, что амплитуда блеска в упомянутом интервале явно меньше амплитуд в предыдущем и последую-

шем. Интересно отметить, что колебания блеска в последних двух интервалах сдвинуты по фазе на 180° относительно друг друга. Напомним, что такое явление наблюдается у звезд типа δ Scn. Сдвиги фаз можно заметить, хотя и не так четко, и в других наблюдательных сезонах.

Наконец, добавим, что попытки вычисления параметров m_0 , P_0 и T_0 посредством комбинирования данных двух или трех сезонов показали, что и в этом случае для некоторых комбинаций существует решение, а для других — нет.

Для сезонов, когда наблюдения велись в U , B , V полосах, кроме значения B (рис. 1), получены и значения показателей цвета $B-V$ и $U-B$. Кривые $B-V$ и $U-B$ не дают практически никакой новой информации об изменении блеска звезды, кроме той, которая была уже известна ранее [3]: амплитуда изменения цветов находится на пределе обнаружения и происходит синфазно с изменением блеска в B цвете, причем (по-видимому, из-за меньшей дисперсии) изменение цвета несколько лучше заметно в $B-V$, чем в $U-B$.

Для ночей, когда было выполнено шесть и больше измерений блеска звезды, были вычислены следующие параметры: σ — средняя квадратическая ошибка одного измерения и $k = \operatorname{tg} \alpha$ — наклон прямой, аппроксимирующей данные наблюдения в B полосе. Затем были вычислены коэффициенты корреляции между величинами σ , ΔB ; $|k|$, $|\Delta B|$; ΔB , $\Delta(B-V)$ и ΔB , $\Delta(U-B)$. Во всех случаях значение коэффициента корреляции равняется нулю с вероятностью 99%. При наличии периодических колебаний блеска такой результат корреляционного анализа надо считать следствием влияния случайных ошибок.

На рис. 1 стрелками указаны ночи, когда наблюдалась вспышка. По нему видно, что не существует явной корреляции между фазой медленного изменения блеска и моментом появления вспышки.

4. *Звезды сравнения.* Прежде чем сделать выводы о медленных изменениях блеска звезды ВY Dra, нужно сказать несколько слов о звездах сравнения HD 172268 и HD 172468. По рис. 1, где приведены кривые блеска (I—II) в B цвете, видно, что кривая в 1971 г. и во второй половине 1975 г. (начиная с JD 2442623) очень напоминает кривую блеска ВY Dra. В 1974 г. и в первой половине 1975 г. подобные колебания блеска незаметны. Очевидно, что у одной из этих двух звезд интервалы с явно выраженным колебанием блеска чередуются с интервалами постоянного блеска. Здесь более четко наблюдается явление, которое, по-видимому, наблюдалось и у звезды ВY Dra и которое напоминает изменение блеска у звезд типа δ Scn.

К сожалению, имеющийся наблюдательный материал не позволяет уверенно определить, какой из этих двух звезд присуще изменение блеска.

хотя и существуют некоторые признаки, на основании которых можно заподозрить звезду HD 172468.

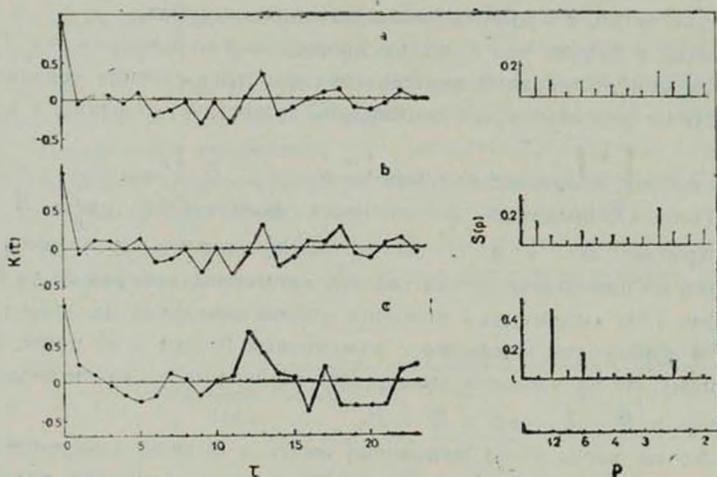


Рис. 3.

На рис. 3 приведены три автокорреляционные функции и соответствующие им спектры. Кривая (а) получена на основе всех данных типа (I—II). Как видно из спектра, нет признаков существования компонента какой-нибудь частоты, значительно отличающегося по амплитуде от компонентов остальных частот, так что трудно сказать что-нибудь определенное о характере изменения блеска. Этим фактом, наверное, можно объяснить отсутствие систематической разницы в виде кривых блеска типов (BY—I) и (BY—II).

Кривая (b) представляет только данные, полученные в 1971 г. и во второй половине 1975 г. В спектре амплитуды компонентов, соответствующих периодам 2.6 и 24 дня, превышают амплитуды остальных компонентов, но не настолько, чтобы уверенно говорить о существовании частот, определяющих характер кривой блеска.

Кривая (с) получена только на основе данных для тех интервалов, в которых не замечалось колебания блеска. В спектре этой кривой хорошо выражен компонент, соответствующий периоду 12 дней, и компоненты периодов 6 и 2.4 дня.

Как уже было сказано, имеющийся материал не позволяет сделать более подробный анализ, поэтому здесь ограничимся только упоминанием этих фактов.

5. *Выводы.* В промежутке 1971—1975 гг. у звезды BY Drg наблюдались изменения блеска, имеющие периодический характер с периодом по-

рядка 3.8 дня и амплитудой порядка 0^m04 . Исключение, очевидно, составляет интервал JD 2441850—2441861. Значительно меньшая амплитуда колебаний блеска, 0^m016 , и увеличенный период 4.5 дня, полученные из данных этого интервала, указывают на затухание, возможно даже и полное прекращение колебаний блеска. Восстановленное колебание после этого происходит со сдвинутой фазой. Явление в какой-то степени напоминает подобное явление у звезд типа δ Scn.

Из-за ощутимого влияния случайных ошибок на результаты наблюдений (например, нормальное распределение амплитуд и др.) нет возможности более точно определить форму кривой блеска и вероятные ее изменения (в том числе и предполагаемое затухание). Поэтому трудно дать однозначный ответ на вопрос о механизме медленных колебаний блеска звезды BY Dra.

Звезды HD 172268 и HD 172468 (или одна из них), которые по своим параметрам близки к звезде BY Dra, показывают по временам колебания блеска такой же амплитуды, как и звезда BY Dra, но, в отличие от последней, в спектрах этих двух звезд не замечен четко отличающийся по амплитуде компонент какой-либо частоты.

У BY Dra не обнаружена корреляция между фазой колебания блеска и моментом появления вспышек.

На основе сказанного кажется небезинтересным продолжить более комплексное и целеустремленное исследование как звезды BY Dra, так и звезд HD 172268 и HD 172468, чтобы найти правильный ответ на вопрос о механизме, вызывающем медленное колебание блеска.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные указания и замечания, сделанные им при обсуждении статьи.

Бюраканская астрофизическая
 обсерватория
 Обсерватория им. Конколи.
 Будапешт

SLOW BRIGHTNESS VARIATIONS OF BY DRA

A. S. MELKONIAN, K. OLAH, A. V. OSKANIAN jr., V. S. OSKANIAN

The results of investigations of slow brightness changes of BY Dra are presented. The periodic character of light variation—period about 3.8 days and amplitude 0.02 mag. is proved. A break down of light changes lasting a few days is noticed. After that interval the light changes renew, but with another phase. This phenomenon reminds the

light variations of δ Scu type stars. The right shape of the light curve of BY Dra could not be determined. Some light variations of similar amplitude as on BY Dra were noticed on the comparison stars HD 172268 and HD 172468.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. F. Chugainov, IBVS, 122, 1966.
2. W. Krzeminski, R. P. Kraft, A. J., 72, 307, 1967.
3. W. Krzeminski, Low-Luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach Science Publ., London, 1969, p. 57.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.31

ШИРОКОПОЛОСНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

А. Х. АВЕТИСЯН, В. П. ЗАЛИНЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН,
Р. Х. ОГАНЕСЯН, Г. М. ТОВМАСЯН

Принята к печати 22 декабря 1980

Приводятся результаты спектрофотометрии 18 углеродных звезд. Отмечено наличие значительных различий в интенсивности ультрафиолетового излучения даже для звезд одного спектрального класса.

В 1979 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории проводилась оптическая фотометрия углеродных звезд в диапазоне 3600—6700 Å. Наблюдения выполнялись на 40-см телескопе с помощью фотометра, в котором использовался фотоумножитель ЕМ1-9789 QB. Фотометр работает в режиме счета фотонов. Постоянные времени измерения выбирались в зависимости от яркости объекта и составляли 1, 10 и 100 секунд.

Наблюдения выполнялись с использованием двух стеклянных и 5 интерференционных фильтров с ширинами полос пропускания в 200 Å и 120 Å соответственно. Длины волн, соответствующих максимумам пропускания фильтров, следующие: 3600, 3700, 4800, 5200, 5670, 6160, 6690 Å. Интерференционные фильтры были подобраны таким образом, чтобы их полосы пропускания соответствовали свободным от молекулярных полос поглощения участкам континуума приведенных в [1] спектров углеродных звезд. Калибровка фотометра проводилась по наблюдениям звезд: θ Psc, β Ori, α Tau, η Lac, β Cas, 104 Tau, γ Cyg, π Ser, ϵ^2 Ori, принятых за стандартные [2]. Программа наблюдений приводится в табл. 1.

Из наблюдений определялись приведенные к зениту монохроматические звездные величины m_λ исследуемых звезд [3]:

$$m_\lambda = a_\lambda - 2.5[\sec z - 1] \lg P, - c_\lambda,$$

Здесь $a_i = 2.5 \lg S_\lambda$ определяется количеством квантов S_λ , регистрируемых в единицу времени от данной звезды в данном фильтре; z — зенитное расстояние звезды, P_λ — коэффициенты прозрачности атмосферы для Бюракана (взяты из работ [4, 5]), постоянные c_λ определялись для каждого фильтра из наблюдений стандартных звезд, полагая, что используемые нами фильтры достаточно узкие для того, чтобы считать c_λ не зависящими от спектрального класса наблюдаемой звезды, по крайней мере, для исследуемых здесь холодных звезд. Полученные значения c_λ приводятся в табл. 2.

Таблица 1
СПИСОК НАБЛЮДЕННЫХ ЗВЕЗД

Дата	Звезда	Sp
21/22. XI. 79 г.	TX Psc	C 6.2
	Z Psc	C 7.3
22/23. XI. 79 г.	TX Psc	C 6.2
	Z Psc	C 7.3
	V Ari	C 5ps
10/11. XII. 79 г.	TT Tau	C 5.5
	RS Cyg	C 8.2
	RV Cyg	C 6.4e
	W Ori	C 5.3
11/12. XII. 79 г.	U Cyg	C 7.2—C 9.2
	V460 Cyg	C 6.3
12/13. XII. 79 г.	WZ Cas	C 9.1
16/17. XII. 79 г.	RT Ori	C 5.6
	BL Ori	N0
18/19. XII. 79 г.	S Cep	C 7.4
	R Lep	C 7.6e
	RT Ori	C 5.6
	RV Mon	C 5.4
21/22. XII. 79 г.	DG Cep	C 6.4
	ST Cas	N
	SY Eri	C 5.9

По измеренным монохроматическим звездным величинам были определены цвета $[r]$ — [5670] наблюдавшихся углеродных звезд, приведенные в табл. 3 и на рис. 1—4.

Как показывают полученные результаты, распределение интенсивности излучения углеродных звезд однозначно не определяется спектральным классом. Например, среди звезд подкласса C7 есть такие, интенсив-

ность излучения которых заметно уменьшается к ультрафиолету (например, R Lep и Z Psc), и в то же время такие, у которых распределение интенсивности в рассматриваемом диапазоне достаточно пологое (DG Cep,

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ P_λ и c_λ

λ	3600	3700	4800	5200	5670	6160	6690
$\lg P_\lambda$	-0.28	-0.25	-0.124	-0.10	-0.074	-0.06	-0.05
c_λ	0.67	0.45	0.51	-0.55	-1.46	-3.86	-5.16

S Cep). То же самое наблюдается у звезд C5, где наряду с W Ori и TT Tau, у которых спектр круто спадает к ультрафиолету, имеется RT Ori, у которой интенсивность в ультрафиолете даже выше, чем в длин-

Таблица 3

ЦВЕТА $[\lambda] - [5670]$ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	$[\lambda] - [5670]$					
TX Psc	5.61	6.25	0.76	0.63	-0.29	-0.29
Z Psc	7.44	8.51	0.84	0.49	-0.64	-0.25
V Ari	3.70	2.51	0.24	0.40	0.80	0.53
TT Tau	6.82	7.96	1.02	0.94	0.41	0.70
RS Cyg	—	—	1.04	0.65	-1.08	-1.38
RV Cyg	—	5.77	1.80	0.72	-1.15	-0.13
W Ori	5.70	—	1.33	0.56	-0.50	0.50
U Cyg	3.07	2.88	1.26	0.85	—	6.58
V 460 Cyg	—	7.10	2.16	-1.72	4.00	6.26
WZ Cas	2.86	—	1.26	0.83	-0.45	0.13
RT Ori	0.34	-0.74	-0.94	-0.68	-0.09	3.05
BL Ori	5.25	6.47	0.66	0.62	0.14	3.07
S Cep	0.87	0.73	-0.04	-0.06	—	-0.53
R Lep	7.83	—	2.73	0.63	-0.41	0.00
RV Mon	5.96	6.11	1.23	0.84	0.40	0.68
DG Cep	3.40	3.52	0.48	0.50	0.38	1.46
ST Cas	2.19	2.50	0.40	0.60	1.28	-0.18
SY Eri	4.17	3.98	0.84	0.51	0.30	0.39

новолновой области. Столь же различные звезды встречаются в подклассе C4, в частности, RV Mon — с одной стороны и V Ari и ST Cas — с другой. Более или менее однородную в этом отношении группу составляют только углеродные звезды подкласса C6.

Таким образом, наши наблюдения выявили весьма сильные различия в спектральном распределении интенсивности углеродных звезд в пределах одного спектрального класса, то есть при одинаковой температуре. Эти отличия вряд ли можно приписать различиям в степени подавления континуума линиями и полосами поглощения, то есть различиям в химиче-

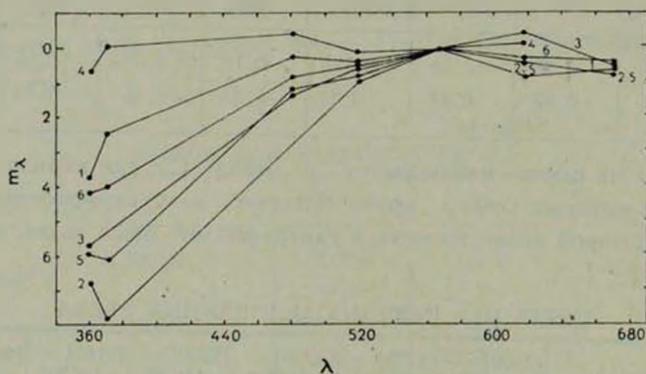


Рис. 1. Звезды спектрального подкласса C5. 1 — V Ari, 2 — TT Tau, 3 — W Ori, 4 — RT Ori, 5 — RV Mon, 6 — SY Eri.

ском составе звезд одного спектрального класса, поскольку все использованные фильтры приходится, как указывалось, на континуум. Эти отличия наводят на мысль о наличии нетепловой коротковолновой эмиссии на поверхности некоторых из этих звезд.

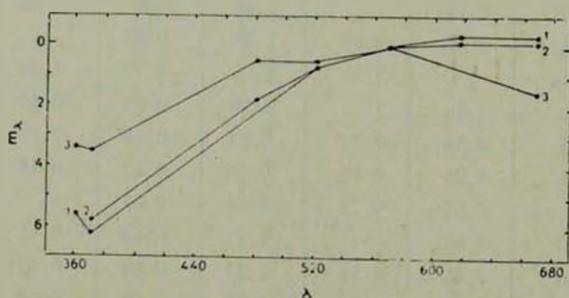


Рис. 2. Звезды спектрального подкласса C6. 1 — TX Psc, 2 — RV Cyg, 3 — DG Cep.

Известно, что у многих углеродных звезд имеются инфракрасные избытки. Было бы интересно сопоставить наличие обнаруженного избыточного ультрафиолетового излучения с наличием инфракрасного избытка. Последнее, по общепринятому представлению, обусловлено пылевой оболочкой. Поскольку инфракрасное излучение пылевой оболочки обеспечивается

ее нагревом коротковолновым излучением звезды, то, следовательно, можно ожидать, что наличие оболочки должно вызывать ослабление коротковолнового излучения звезды. Однако в случае одной из исследованных звезд, $U\text{ Cyg}$, интенсивное ультрафиолетовое излучение наблюдается при

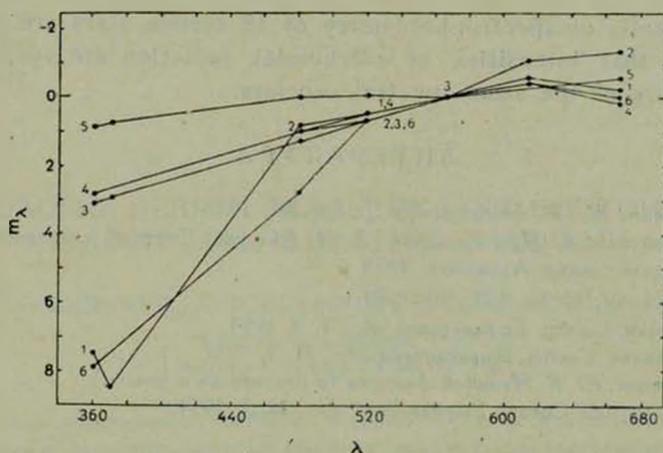


Рис. 3. Звезды спектральных подклассов C7—C9. 1 — Z Psc, 2 — RS Cyg, 3 — U Cyg, 4 — W7 Cas, 5 — S Cep, 6 — R Lep.

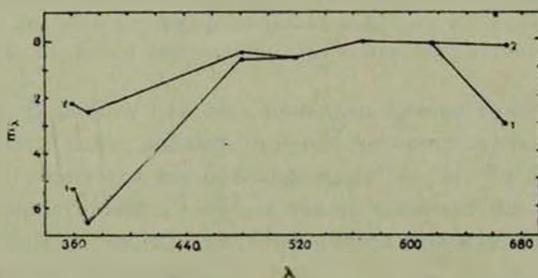


Рис. 4. Звезды спектрального класса N. 1 — BL Ori; 2 — ST Cas.

наличии также и заметного ИК-избытка. Было бы слишком смело делать на основе одного этого факта какие-либо выводы, но все же можно думать, что наличие пылевой оболочки как-то связано с интенсивностью ультрафиолетового излучения. Отметим, что такое предположение соответствует концепции В. А. Амбарцумяна о том, что выброс массы и избыточное ультрафиолетовое излучение являются проявлением процесса распада сверхплотного дозвездного вещества [7].

THE WIDE-BAND SPECTROPHOTOMETRY OF
CARBON STARSA. KH. AVETISSIAN, V. P. ZALINIAN, YU. K. MELIK-ALAVERDIAN,
R. KH. HOVHANESSIAN, H. M. TOVMASSIAN

The results of spectrophotometry of 18 carbon stars are presented. It is shown that intensities of ultraviolet radiation are very different even for stars of the same spectral subclass.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. C. Keenan, *W. W. Morgan*, *Ap. J.*, 94, 501, 1941.
2. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князева, Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата, 1978.
3. D. F. *Stickland*, *M. N.*, 153, 501, 1971.
4. Л. В. Мирвоян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 7, 3, 1951.
5. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 21, 3, 1957.
6. Г. М. Товмасын, Ю. К. Мелик-Алавердян (в подготовке к печати).
7. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 13, 3, 1954.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7-77

МОРФОЛОГИЯ ДЕВЯТИ ГАЛАКТИК С УФ КОНТИНУУМОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ

Ю. П. КОРОВЯКОВСКИЙ, А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 2 ноября 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Предложены необходимые критерии внешней структуры для определения ядра, а также некоторые дополнительные соображения относительно многоядерной структуры центральных областей галактик. На основании морфологического и изоденситометрического исследования рассмотрена структура центральных областей девяти галактик с УФ континуумом. Показано, что Маркарян 19, 104, 324, 463, 823, 930 и 1027 являются галактиками с двумя ядрами, а Маркарян 273 — галактика с тремя ядрами. Маркарян 799, вероятно, является двухядерной галактикой, хотя не исключена возможность, что в данном случае мы имеем сверхтесную пару спиральных галактик.

1. *Введение.* В работе [1] был приведен список галактик с УФ континуумом с двумя и более ядрами, природа которых оказалась весьма различной. Среди них имеются как обычные ядра [2—4], так и ядра с сейфертовскими характеристиками [5—7], а также с характеристиками II области [2—4]. Между тем, как понятие многоядерности, так и вообще понятие «ядро» требует уточнения.

Наш опыт показал, что причисление какого-либо наблюдаемого сгущения в галактике к категории ядер связано с некоторыми неопределенностями. Часто галактика содержит в центральной области некоторое число сравнимых по яркости ярких сгущений (например, Марк. 314, 741 [1] или Марк. 7, 8, 325 [8]). При попытке решить, какое из них является ядром галактики или же мы имеем дело с кратным ядром, возникают определенные трудности. Имеются случаи, когда в хорошо известных и даже близких к нам галактиках мы не можем указать с определенностью на ядро. Наиболее известным в этом отношении примером является Большое Магелланово Облако. Вопрос можно было бы поставить более четко, если бы

существовало общепринятое определение того, что такое ядро галактики. Но полное и исчерпывающее определение ядра станет возможным только тогда, когда мы по настоящему поймем его природу. Поэтому пока следует пользоваться условным определением, основанным на известных или предполагаемых существенных признаках, которые позволили бы отличить ядра от других объектов. Такими признаками могут быть:

- а) высокая светимость, во всяком случае, превосходящая среднюю светимость ассоциаций;
- б) почти центральное положение по отношению к изофотам яркости галактики;
- в) связь имеющихся структурных деталей с ним (спиральные рукава, выбросы, струи и т. д.).

Что касается кинематических признаков распознавания ядер, мы пока оставляем их в стороне.

Использование перечисленных признаков может привести к тому, что за ядро может быть принята находящаяся в центральной области сверхассоциация. Эта возможность отмечена в работах [9, 10].

В случае же наличия в центральной области галактики двух или нескольких сгущений следует, хотя бы условно, определить те критерии, которым должны удовлетворять эти сгущения для того, чтобы их можно было принять за компоненты кратного ядра. Только таким образом можно пользоваться понятием кратного ядра. До сих пор мы фактически придерживались примерно следующих критериев:

1. Абсолютная фотографическая величина наиболее слабого сгущения не должна быть ниже — 10^m .
2. Разность яркостей сгущений не должна превышать 2^m .
3. Сгущения должны находиться в пределах одной из высоких изоденс, то есть в пределах относительно высокого фона галактики, приблизительно симметрично ее геометрическому центру.
4. Расстояния между сгущениями не должны превышать в проекции 7 кпс.

В настоящей работе, исходя из вышеприведенных условных признаков ядра и критерия многоядерности, а также результатов морфологического и изоденситометрического исследования, сделана попытка разобраться в ядрах девяти галактик с УФ континуумом, сложная структура которых была отмечена или заподозрена ранее другими авторами.

2. *Наблюдательный материал, обработка.* Наблюдательный материал получен в первичном фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской обсерватории на пластинках Кодак Па0 и Zu-2. Экспозиции были выбраны таким образом, чтобы выделить, в основном, структуру центральных частей галактик. Измерения всех негативов произведены на автоматическом микроденсито-

метре САО АН СССР АМД-1, работающем под управлением ЭВМ М-400, дополнительно оснащенной ЭВМ «Электроника 100И» с фотовыводящим устройством, разработанным на базе копировального устройства «Элика». Все пластинки просканированы в стандартных условиях при значении диафрагмы микроденситометра 10×10 мкм, с шагом 10 мкм. В состав обрабатывающих программ входят блоки управления прибором, обеспечивающие оцифровку измерений плотности площади фотоэмульсии, содержащей исследуемый объект, сглаживание шумов фотоэмульсии, выделение изоуровней и выдачу обработанной информации на накопитель на магнитной ленте (МЛ). После завершения процесса сканирования и записи на МЛ, массив изображения выдается на фотовыводящее устройство. Для большинства исследуемых галактик сглаживание шумов фотоэмульсии производилось путем двухмерной свертки усеченной импульсной характеристики фильтра низкой частоты с матрицей изображения, что позволяло снизить высокочастотный шум фотоэмульсии. Для записи изоденс на фотопленке, а затем и на фотобумаге использовались либо две градации плотности (черные и белые изоденсы), либо три градации (черные, серые и белые изоденсы).

Кроме того, для одной галактики, а именно для Маркарян 273, с целью более полного извлечения информации о ее морфологической структуре, в ВЦ САО АН СССР была проведена цифровая обработка ее двухмерного изображения методом быстрого преобразования Фурье. Был рассчитан оптимальный фильтр Винера, при вычислении которого для количественной оценки качества восстановления изображения (p) применялся принцип минимизации среднеквадратической ошибки восстановления

$$E [(p - r)^2] = \min$$

во всей плоскости изображения, где r — идеальное изображение. Выражение для оптимального винеровского фильтра имеет вид

$$Q(\omega, \tau) = \frac{H^*(\omega, \tau)}{HH^* + \frac{S_N(\omega, \tau)}{S_p(\omega, \tau)}}$$

где $S_N(\omega, \tau)$ — энергетическая спектральная (ω и τ являются пространственными частотами) мощность шума эмульсии, а $S_p(\omega, \tau)$ — суммарная частотная характеристика искажающей системы (атмосфера, телескоп, гидирование, дефокусировка).

Алгоритм цифровой фильтрации методом быстрого преобразования Фурье был реализован на языке Фортран на ЭВМ М4030. Размер обработанного изображения 512×512 элементов. При расчете восстанавливающего фильтра использовалась информация о реальных спектрах мощности

фотоэмульсии, о свойствах искажающих факторов. После цифровой обработки изображение галактики выводилось через фотовыводящее устройство в виде картины изоденс.

3. *Результаты.* Данные об исследуемых галактиках с УФ континуумом со сложной ядерной структурой собраны в табл. 1.

Таблица 1

№ галактики	v_r (км/с)	$M_{\text{рх}}$ галактик	тип сгущений	$M_{\text{рх}}$ сгущений	Размеры сгущений		Расстояние между сгущениями	
					угловые	линейные (кпс)	угловые	линейные (кпс)
19	4230	-17 ^m 8	a:18 ^m 3	-15 ^m 5	4.3	1.2	ab: 4.5	1.2
			b:18.7	-15.1	2.6	0.7		
104	2224	-17.4	a:16.4	-16.0	6.2	0.9	ab: 5.8	0.8
			b:17.5	-14.9	3.9	0.6		
273	11400	-21.4	a:17.5	-18.4	3.6	2.7	ab: 4.3	3.2
			b:18.2	-17.7	2.8	2.1	ac: 4.5	3.3
			c:18.5	-17.4	3.2	2.4	bc: 3.4	2.5
324	1510	-16.0	a: —	—	—	—	ab: 1.3	0.1
			b: —	—	—	—		
463	14940	-20.5	a:17.0	-19.5	3.6	3.5	ab: 4.5	4.3
	14890		b:17.2	-19.3	3.4	3.3		
799	3340	-18.7	a:17.1	-16.1	5.8	1.3	ab:20.5	4.4
	3312		b:17.3	-15.9	5.8	1.3		
823			a:16.7	—	4.7	—	ab: 4.9	—
			b:17.3	—	3.4	—		
980	5570	-19.4	a:17.0	-17.4	5.1	1.8	ab: 4.5	1.6
			b:17.5	-16.9	5.1	1.8		
1027	9045	-20.4	a:15.5	-19.9	7.5	4.4	ab:10.5	6.1
	9105		b:16.7	-18.7	5.4	3.1		

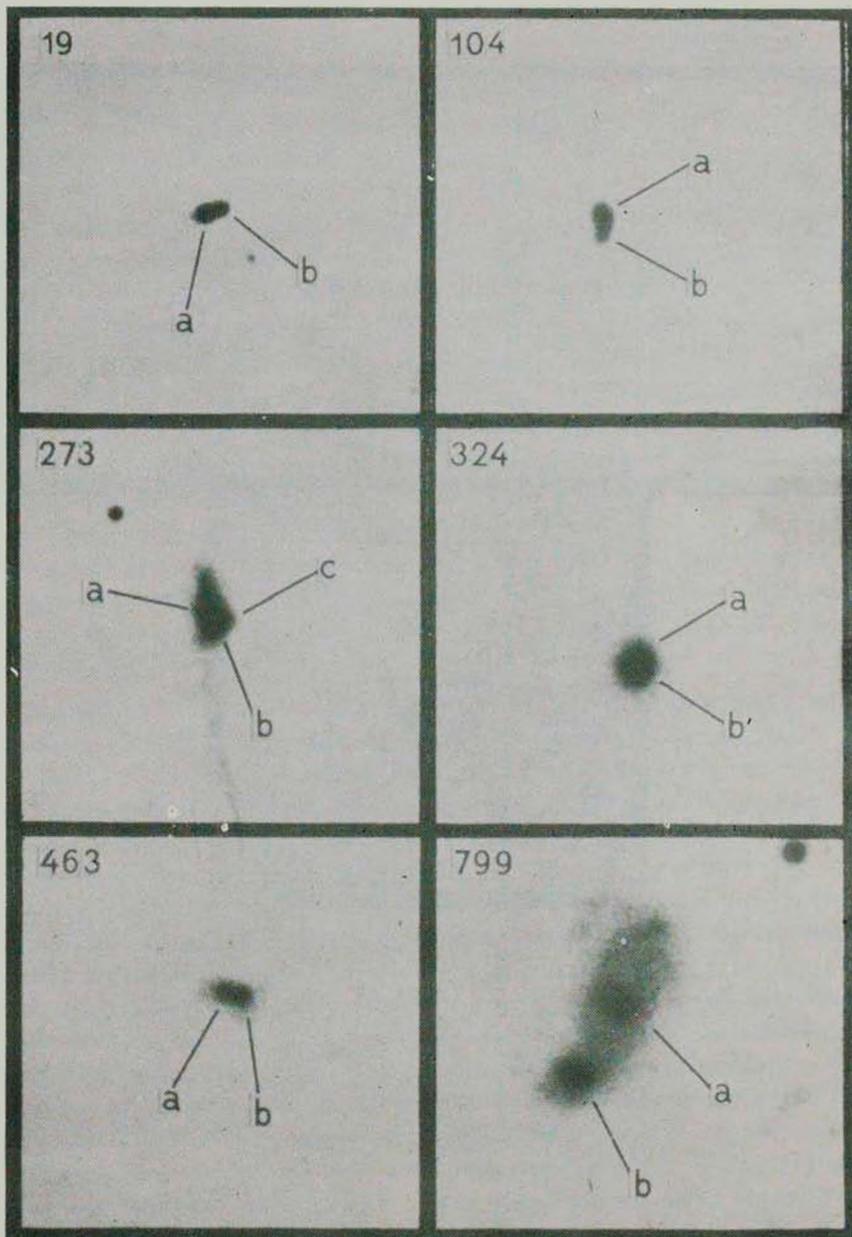
В ней приведены: номера галактик с УФ континуумом, их лучевые скорости и абсолютные яркости, видимые фотографические величины отдельных сгущений («а», «b» и «с»), оцененные нами глазомерно, тем же методом, как и в [1], абсолютные фотографические величины сгущений, их размеры и взаимное расстояние в секундах дуги и в килопарсеках. При вычислениях для постоянной Хаббла принималось значение $H = 75$ км/с Мпс.

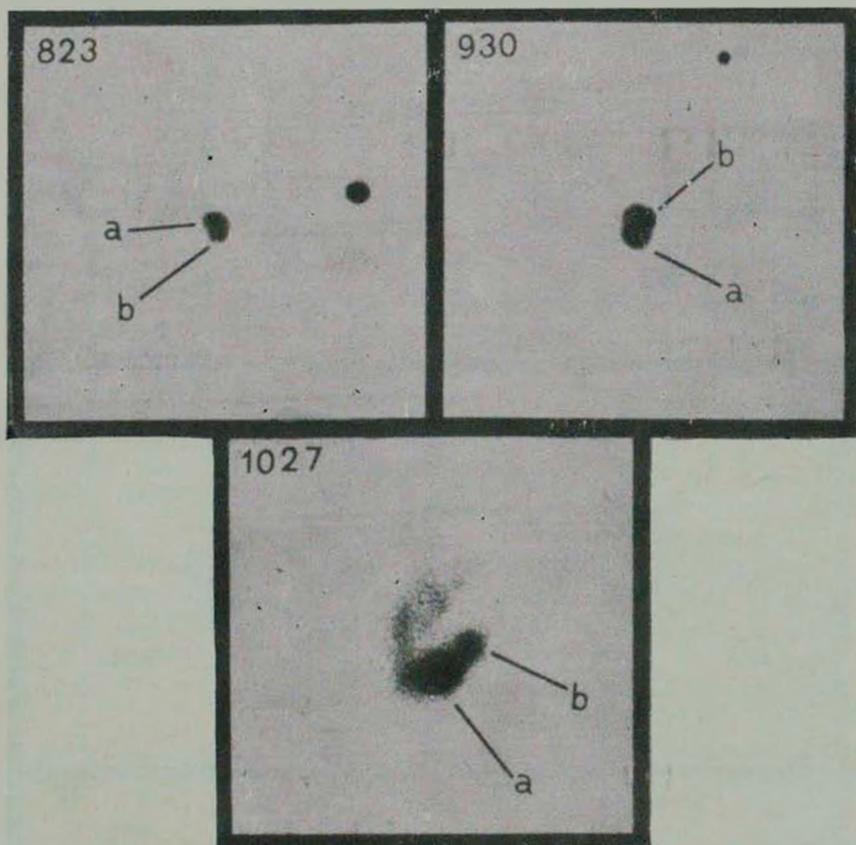
В статье приведены фотографии галактик со сложной ядерной структурой, а также их картины изоденс. На фотографиях сгущения обозначены

ФОТОГРАФИИ ОБЪЕКТОВ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ

Номера объектов приведены согласно спискам Маркаряна.

Масштаб: 1 мм ~ 2".





К ст. Ю. Коровяковского и др.

ны в соответствии с табл. 1. Масштаб изображения на фотографиях: 1 мм \sim 2".

Ниже приводится описание морфологической структуры исследуемых галактик, а также, на основе вышеотмеченных признаков ядра и критерия многоядерности, рассматривается возможность классификации наблюдаемых сгущений как ядра в них.

Маркарян 19 (МКГ 10—13—71). Галактика имеет вытянутую форму, в ней наблюдаются два сгущения, от которых на восток тянется мощный длинный хвост. По Маркаryanу [11], оба сгущения голубые. Сгущения в галактике имеют абсолютную светимость одного порядка, которая типична для сверхассоциаций [12], что подтверждается также другими наблюдениями [13, 14]. Является двухъядерной галактикой.

Маркарян 104. Вытянутая по склонению галактика, состоящая из двух сгущений, окруженных обширной симметричной оболочкой. Сложная структура галактики была отмечена в работах [15, 16]. Яркое и большее по размерам «а» сгущение находится ближе к геометрическому центру галактики. Абсолютная светимость этих сгущений такая же, как у типичных сверхассоциаций, расстояние между ними довольно маленькое. По отношению к самой внешней «серой» изоденсе сгущение «а» имеет центральное положение, но с передвижением по изоденсам внутрь галактики центр изоденс перемещается к центру тяжести двух сгущений. Эту галактику можно считать объектом с двумя ядрами, на что указывает и подобие спектров сгущений [4].

Маркарян 273 (МКГ 6—30—78, IZw71). Центральное тело сейфертовской галактики [17], имеющее треугольную форму и состоящее из трех сгущений. Из них северное самое компактное и яркое. Из центральной части галактики на юг уходит прямая, очень длинная и узкая струя. На картинах изоденс, под обозначением «1» приведен результат простой обработки изображения галактики с фильтром низкой частоты, а под «2» — результат цифровой фильтрации ее двухмерного изображения методом быстрого преобразования Фурье с применением оптимального восстанавливающего фильтра Винера. Морфологическое исследование этой галактики проведено в работах [18, 19], но только с помощью цифровой винеровской фильтрации двухмерного изображения галактики удалось выявить ее сложную центральную структуру. В галактике, как сгущение «а», так и «b» и «с» по яркости и по размерам заметно превосходят сверхассоциации, отмеченные в [12], и имеют, вероятно, ядерную природу, что подтверждается и спектральными наблюдениями этой галактики в работе [20], где отмечается, что широкие эмиссионные линии образуются в разрозненном теле галактики. Таким образом, центральная область Маркарян 273 имеет многоядерную структуру.

Маркарян 324. Слегка вытянутая по склонению эллипсоидальная галактика, имеющая в центральной части два сгущения. Других структурных деталей в галактике не наблюдается. Детальное морфологическое исследование галактики проведено в работе [21], где отмечается сложная ядерная структура галактики.

Как хорошо видно из картины изоденс, галактика явно имеет двухъядерную структуру. Из-за близости друг к другу ядер оценить их видимые величины не удалось.

Маркарян 463 (МКГ 3—36—5). В вытянутой по направлению восток-запад оболочке симметрично относительно ее центра расположены два сгущения примерно одинаковой яркости. Восточное сгущение более компактное, чем западное. В структуре окружающей сгущения оболочки хорошо заметны детали спирального рукава, отмеченного в [18]. Галактика обладает сейфертовскими особенностями [22], двухъядерность отмечена также в [18].

Маркарян 799 (NGC 5430, МКГ 10—19—62, Холмберг 569a). Спиральная галактика, в перемычке которой расположены два сильно конденсированные сгущения. Северное «а» сгущение находится недалеко от центра перемычки, в то время как южное «b» расположено в ее конце. Из каждого сгущения выходят спиральные рукава — туго скрученный у южного и открытый у северного. Еще один спиральный рукав выходит на юг из северного конца бара галактики. Имеем ли мы в данном случае одну галактику с двумя ядрами или сверхтесную пару спиральных галактик, подлежит обсуждению. Общая морфологическая картина объекта, тем не менее, такова, что скорее всего мы имеем здесь дело с одной галактикой, имеющей два ядра.

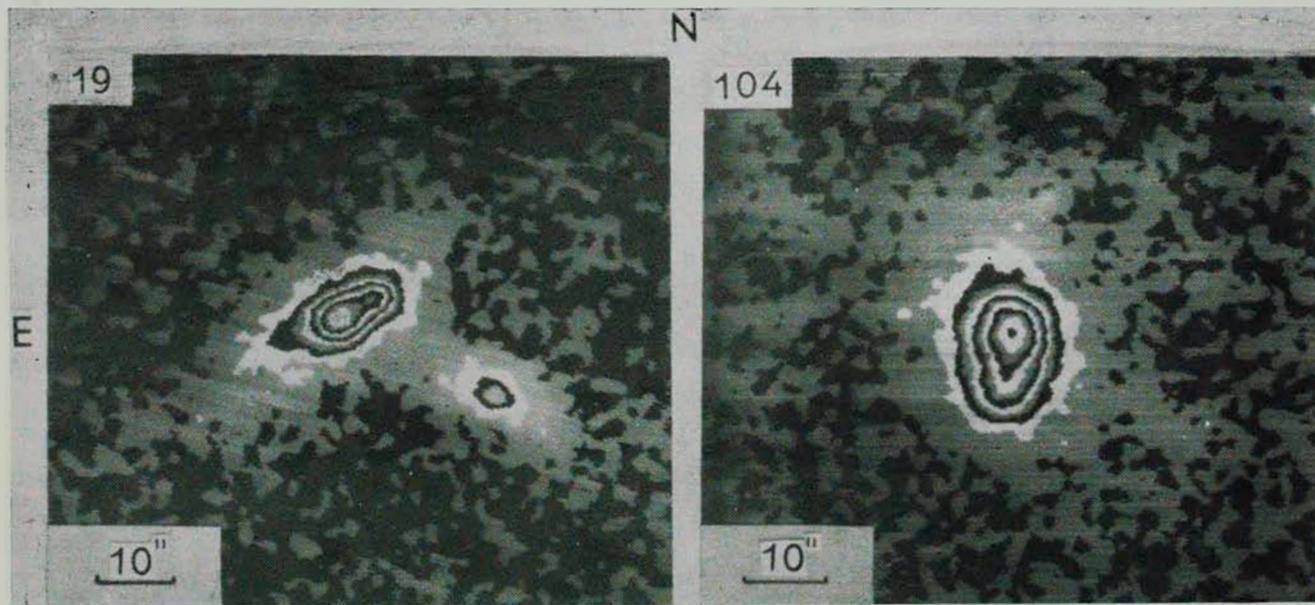
Маркарян 823. Состоит из двух компактных сгущений в общей оболочке. Северное сгущение «а» более вытянутое и яркое, южное — звездобразное. Оба сгущения расположены симметрично относительно геометрического центра самой внешней «черной» изоденсы галактики.

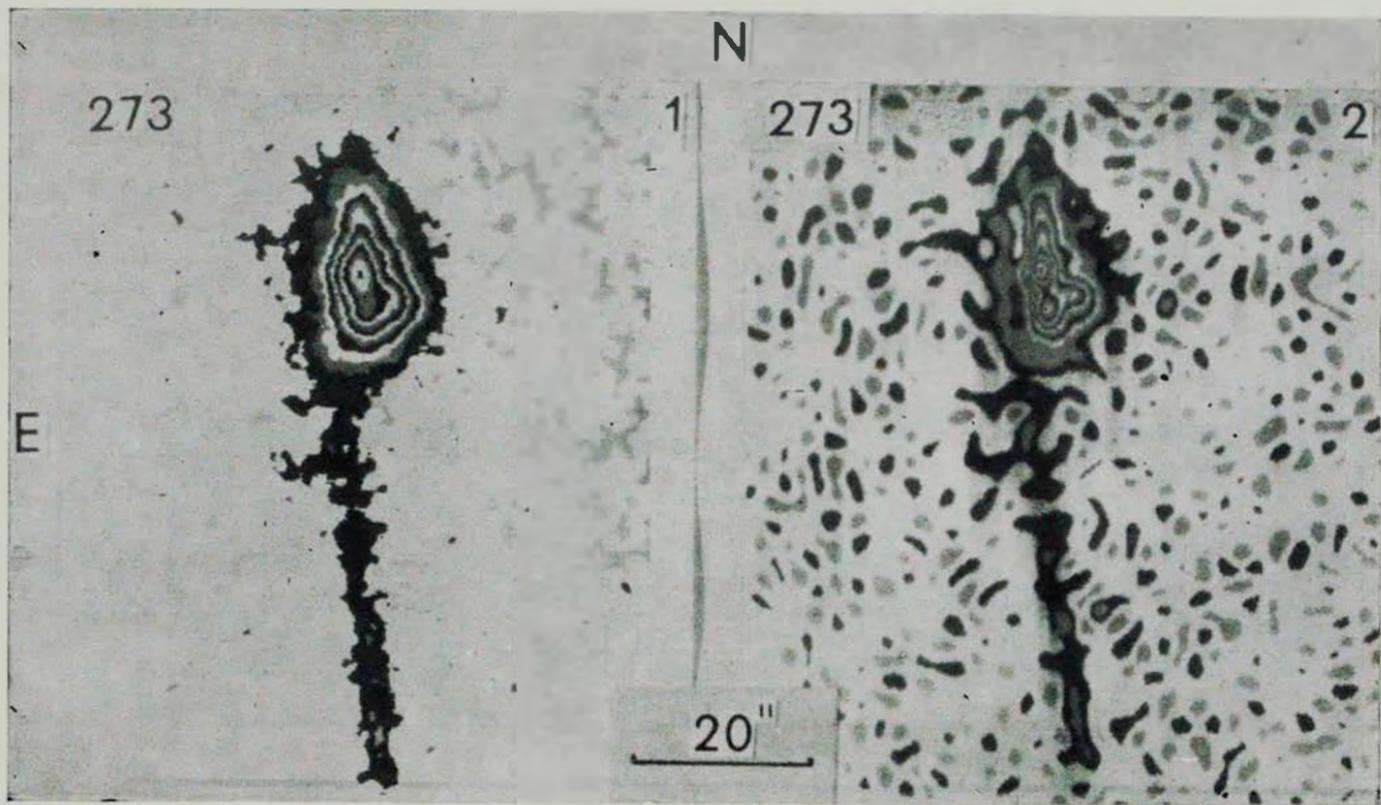
Явно имеет двухъядерную структуру.

Маркарян 930. Галактика состоит из двух сгущений в общей оболочке. Южное «b» сгущение по виду не отличается от звезды. Северное «а» сгущение более диффузное и вытянуто в направлении восток—запад. Самая внешняя изоденса галактики имеет приблизительно эллиптическую форму. Как хорошо видно из картины изоденс, является двухъядерной галактикой.

Маркарян 1027 (IC 214, МК 1—6—57). Галактика с одним мощным спиральным рукавом, выходящим из юго-восточного «а» сгущения. Второе

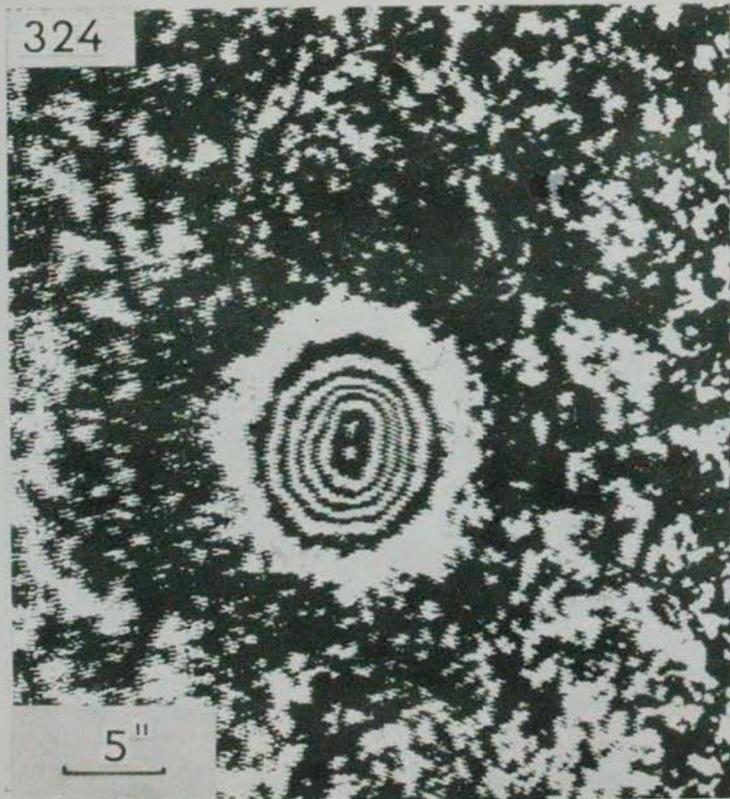
КАРТИНЫ ИЗОДЕНС ОБЪЕКТОВ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ.
Номера объектов приведены согласно спискам Маркаряна.





N

324



463

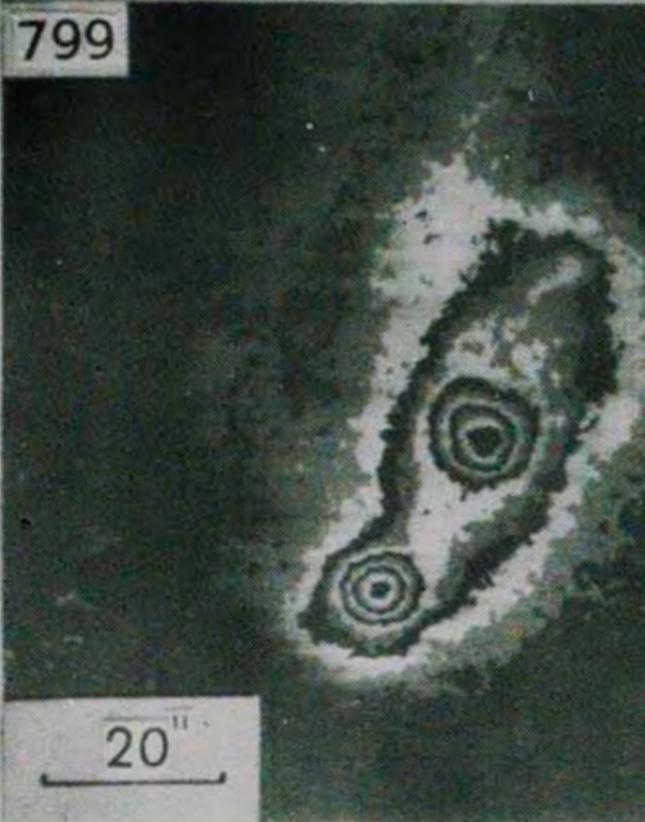


E

799

E

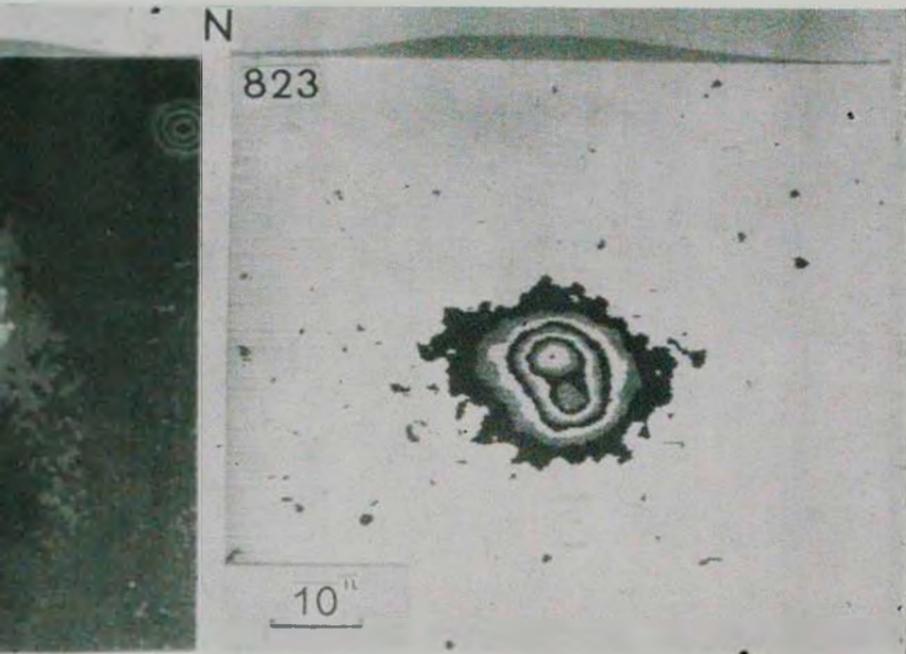
20^{''}

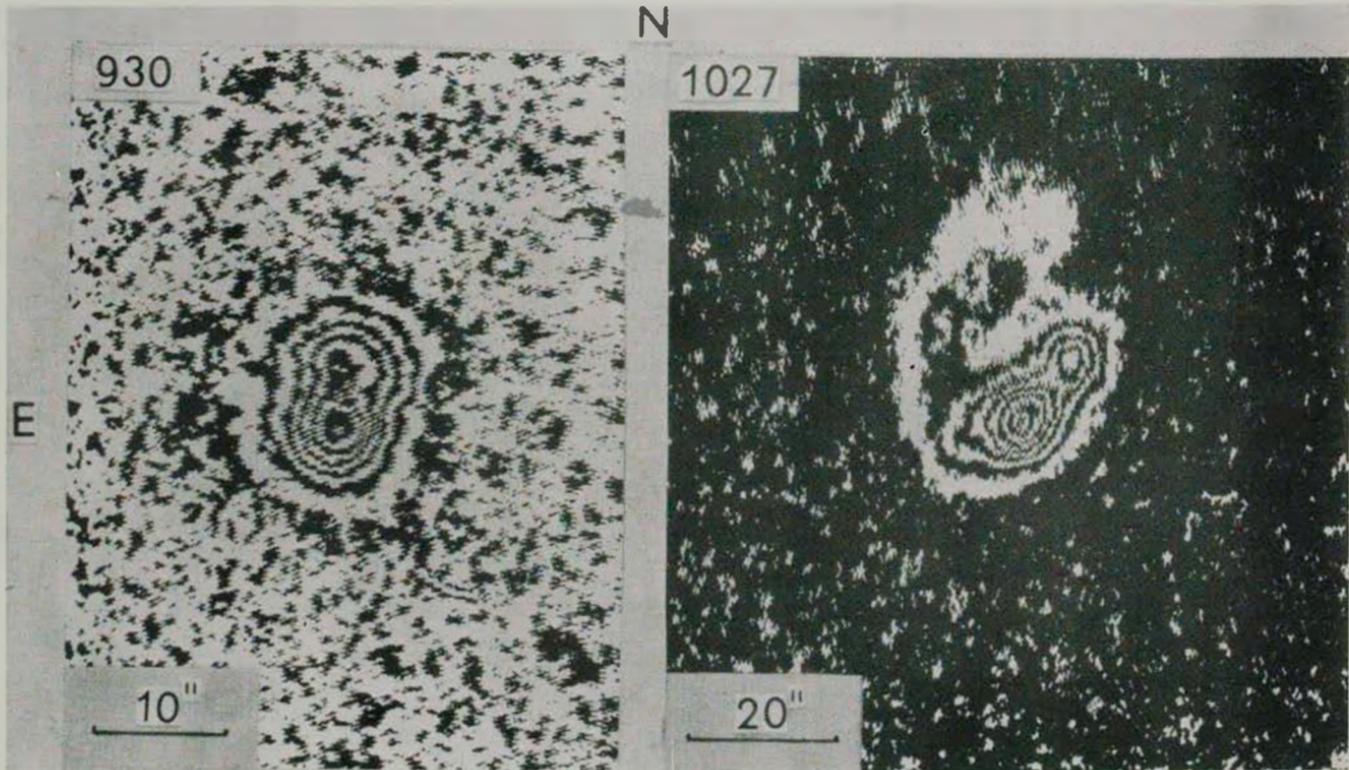


N

823

10¹¹





К ст. Ю. Коровяковского и др.

сгущение, более слабое и меньших размеров, расположено на северо-западе галактики. Оба сгущения имеют большую светимость и линейные размеры и соединены между собой ярким мостом. Следует отметить, что картина изоденс в этой галактике сильно искажена наличием вышеотмеченного одного рукава. Если не принимать во внимание внешние изоденсы, то расположение сгущений относительно внутренних изоденс довольно близко к симметричному, поэтому галактика удовлетворяет всем признакам, необходимым для причисления ее к двухъядерным.

Таким образом, из рассмотренных девяти галактик семь, согласно определению, являются двухъядерными галактиками (Марк. 19, 104, 324, 463, 823, 930 и 1027) одна — Марк. 273 — имеет многоядерную структуру.

Что же касается Марк. 799, то здесь вопрос не ясен: или она является двухъядерной галактикой с необычной морфологической структурой, или, возможно, является сверхтесной парой спиральных галактик. В обоих случаях сгущения играют роль ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за дискуссию и ценные замечания, а также сотрудникам ВЦ САО АН СССР за большую помощь в получении изоденситометрических картин галактик.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MORPHOLOGY OF THE NINE GALAXIES WITH UV CONTINUA WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI

YU. P. KOROVYAKOVSKIJ, A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN,
E. YE. KHACHIKIAN

The essential criteria of external structure for the definition of the nucleus and some additional considerations concerning the multinuclei structure of the central parts of galaxies are suggested. On the basis of morphological and isodensitometrical investigations the structure of the central parts of nine galaxies with UV — continua is investigated. It is shown that Markarian 19, 104, 324, 463, 823, 930 and 1027 are galaxies with double nuclei. Markarian 273 is a galaxy with three nuclei. Markarian 799 is probably a double nuclei galaxy, although it may be possible that we have a very tight pair of spirals.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
3. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Письма АЖ*, 6, 262, 1980.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Письма АЖ*, 6, 552, 1980.
5. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 373, 1979.
6. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 16, 621, 1980.
7. А. Р. Петросян, *Астрофизика*, 16, 631, 1980.
8. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
9. V. A. *Ambartsumian*, IAU-Ursi Symp. No. 20, Canberra, 1964, p. 122.
10. Th. *Schmidt-Kaler*, J. V. *Feltzinger*, *Astrophys. Space Sci.*, 41, 357, 1976.
11. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
12. Р. К. Шохбазян, *Астрофизика*, 4, 273, 1968.
13. G. *Neugebauer*, E. E. *Becklin*, J. B. *Oke*, L. *Searle*, *Ap. J.*, 205, 29, 1976.
14. J. P. *Huchra*, *Ap. J.*, 217, 928, 1977.
15. А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
16. C. *Castni*, J. *Heidmann*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 34, 91, 1978.
17. W. L. W. *Sargent*, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
18. T. F. *Adams*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 33, 19, 1977.
19. P. A. *Wechsinger*, S. *Wyckoff*, *M. N.*, 181, 211, 1977.
20. E. Ye. *Khachikyan*, D. W. *Weedman*, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.
21. C. *Barbieri*, C. *Bonoli*, P. *Rafanelli*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 37, 541, 1979.
22. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрон. цирку.*, № 798, 2, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7—77

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ 44 ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

В. П. АРХИПОВА, В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. А. ДОСТАЛЬ, А. В. ЗАСОВ,
И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, Р. И. НОСКОВА, М. В. САВЕЛЬЕВА

Поступила 6 августа 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Определены лучевые скорости 44 взаимодействующих галактик. Наблюдения проводились на 6-м телескопе САО АН СССР. Для большинства объектов лучевые скорости измерены впервые.

В 1977—79 гг. по программе совместных исследований ГАИШ и САО АН СССР на 6-м телескопе были проведены спектральные наблюдения более 100 взаимодействующих галактик из I и II частей «Атласа взаимодействующих галактик» Б. А. Воронцова-Вельяминова [1, 2]. Некоторые результаты, полученные ранее, были опубликованы в [3—8]. В настоящей работе приводятся результаты измерений лучевых скоростей 44 взаимодействующих галактик, для большинства из них лучевые скорости получены впервые.

Все наблюдения были выполнены со спектрографом UAGS, установленным в главном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР. В качестве приемника использовался трехкаскадный ЭОП типа УМ-92 с магнитной фокусировкой. Большинство спектрограмм было получено в области H_α с дисперсией ~ 90 А/мм, для некоторых галактик были получены спектрограммы в синей области спектра с той же дисперсией. Использовалась пленка Казнитехфотопроекта А 600У и А 600Н. Время экспозиции ~ 10 мин. Наблюдения проводились со щелью высотой 80" и шириной от 2 до 4".

Измерения спектрограмм взаимодействующих галактик проводились, как правило, двумя измерителями независимо, в основном, в ГАИШ, на

координатно-измерительной машине Ascorecord, часть спектрограмм была измерена на ИЗА-2. Вычисления лучевых скоростей проводились, в основном, на ЭВМ Мир-2 Вычислительной лаборатории ГАИШ по программе, составленной В. Л. Афанасьевым, которая учитывает кривизну поля используемого ЭОП [9]. Точность определения лучевых скоростей оценивалась по линиям ночного неба, измерявшимся на тех же спектрограммах, что и линии галактики. Средняя квадратическая ошибка одного измерения составляет в среднем ± 30 км/с для достаточно интенсивных и четких линий.

Основные результаты наблюдений представлены в табл. 1. Во втором столбце приводится номер взаимодействующей системы согласно атласу Б. А. Воронцова-Вельяминова [1, 2]. В третьем, четвертом и пятом столбцах даны обозначения и координаты центров взаимодействующих систем согласно MCG [10, 11]. В шестом столбце указаны лучевые скорости V_0 объектов, исправленные за движение Солнца ($\Delta V_0 = 300 \sin l \cos b$) и за движение Земли согласно номограмме [12]. В седьмом столбце приведены расстояния взаимодействующих систем $r_{\text{Мпс}}$, вычисленные при постоянной Хаббла $H = 75$ км/с Мпс. В восьмом столбце даны диаметры системы в целом или отдельных ее компонентов, $D_{\text{кпс}}$, причем угловые диаметры были взяты согласно MCG [10, 11]. В девятом столбце приведены абсолютные величины $M_{\text{рг}}$, вычисленные с использованием видимых величин из каталога Цвикки и др., либо из MCG. При вычислении абсолютных величин галактик с небольшими V_r использованы модули расстояния тех групп, членами которых они предположительно являются. Межзвездное поглощение света в нашей Галактике учитывалось по формуле $A_{\text{рг}} = 0.22 \operatorname{cosec} |b|$.

В примечаниях к таблице содержатся сведения о положении щели спектрографа и о распределении измеренных лучевых скоростей вдоль щели спектрографа, а также приводятся данные о лучевых скоростях, известные ранее.

Три галактики нашего списка имеют лучевые скорости меньше 200 км/с. Это VV 499, 558 и 574. VV 558 может быть карликовым членом скопления в Деве, а VV 499 и 574, возможно, принадлежат группе M 81.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность руководителю темы Б. А. Воронцову-Вельяминову за постоянное внимание и ценные советы, а также наблюдателям А. И. Копылову, И. П. Костюк и В. Г. Метлову.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Таблица 1

№	VV	MCG	α_{1950}	δ_{1950}	V_{\odot} (км/с)	r_{Mpc}	D_{kpc}	M_{PK}
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	12	3-6-4	1 ^h 54 ^m 8	+16°58'	+8210	109	25	-20 ^m 7
2	33	11-17-4	13 30.5	+62 57	+2980	39	22	-20.2
3	58	13-7-30	9 25.7	+76 42	+2310	31	10	-17.4
4	85	7-7-4	2 51.2	+41 22	+5260	70	41	-20.1
5	102 E	3-53-13	21 02.1	+15 52	+9370	124	54	-21.2 Σ
	102 W				+9300			
6	131 E	8-17-64	9 11.8	+48 51	+2770	37	12	-15.9 Σ
	131 W				+2840			
7	148	9-19-140	11 35.0	+56 26	+2240	30	9	-17.1
8	157	12-8-41	8 22.1	+73 48	+2300	30	8	-16.8
9	256 E	7-29-35	13 58.8	+41 14	+3830	51	7	-18.2
10	263 S	3-1-15			+6220		12	-20.0 Σ
	263 N	3-1-16	0 00.1	+16 21	+5850	80	19	
11	273	10-17-86	11 48.1	+56 44	+970	13	5	-14.5
12	320 E	9-19-169	11 41.5	+55 19	+1480	20	4	-17.5
	320 W	9-19-165	11 41.0	+55 20	+6770	90	52	-19.7
13	341 NE	5-4-42	1 20.7	+30 32	+10580	139	61	-21.6
	341 SW				+10330		14	-20.1
14	347 S	2-4-21	1 16.8	+12 10	+14350	195	79	-21.1
	347 N	2-4-22			+14950		34	-21.0
15	349	12-8-8	7 38.2	+73 57	+4220	56	15	-19.4
16	360	8-17-70	9 13.6	+50 14	+10060	134	23	-21.0
17	362	1-6-62	2 15.8	+5 27	+9000	120	35	-18.9
18	387	10-11-56	7 25.4	+57 13	+11750	157	18	-21.5
19	409 N	2-56-15	22 09.1	+11 32	+8120	110	51	-20.4 Σ
	409 S				+8360			
20	425	5-5-36	1 54.9	+33 07	+5030	67	21	-20.1
21	459	9-19-123	11 32.3	+55 07	+1410	19	27	-18.6
22	461	-2-59-14	23 20.9	-8 35	+16010	213	56	-21.2
23	464	10-14-20	9 29.0	+59 58	+12120	162	80	-21.2
24	486	-1-3-78	1 00.7	-7 16	+5970	80	30	-21.2
25	495	0-10-9	3 37.5	-2 17	+10490	140	33	-21.2
26	499	11-11-13	8 29.4	+66 20	+150			-12.9
27	554	7-2-20	0 48.7	+40 26	+6040	81	24	-20.5

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9			
28	558 E	2-33-41	12 ^h 56 ^m 2	+14°29'	+ 150			-15.6Σ			
	558 W				+ 200						
29	564 E	3-32-80	12 37.1	+16 52	+ 7600	102	21	-19.9Σ			
	564 W				+ 7700						
30	566	7-3-5	0 51.8	+41 58	+ 5820	78	14	-19.4			
31	568	4-5-48	2 01.4	+23 58	+ 760	10	2.4	-15.7			
32	572 N	3-56-4	22 00.0	+18 04	+ 7570	102	33	-20.8Σ			
	572 S				+ 7690						
33	574 NW	13-8-58	11 24.7	+79 17	+ 70			-13.2Σ			
	574 SE				+ 20						
34	575	5-28-5	11 36.8	+32 08	+ 8300	111	23	-19.7			
35	589	2-56-2	21 56.1	+13 53	+ 1960	26	9.0	-16.9			
36	600	5-4-25	1 18.4	+32 58	+ 5640	75	20	-19.6			
37	607	6-30-103	13 48.6	+38 28	+ 3340	45	6.5	-18.3			
38	646	8-15- 2, 3	7 46.2	+48 15	+ 5440	73	13	-19.3			
39	757 W	9-13-5a	7 25.4	+ 56 16	+11450		22				
	757 W	9-13-5b			+11380				151	6.6	-20.9Σ
	757 E	9-13-6			+11190						
40	761 N	10-13-38	8 51.9	+57 45	+12010			-20.7Σ			
	761 E				+11780				159	46	
	761 W				+12070						
41	775 N	6-32-58	14 29.8	+33 51	+10180	135	3 1	-20.7Σ			
	775 S				+10120		12				
42	777	4-10-18	4 01.1	+21 59	+ 6330	84	32	-19.7			
43	818	8-33-29	18 09.9	+49 53	+14200	189	55	-22.0Σ			
44	843	5-20-2	8 08.3	+29 39	+ 5940	79	9	-18.0			

Примечания к таблице

- 12 — Щель вдоль бара галактики. $V_r = \text{const}$.
 33 — Вращение в ядре. $V_r = 3065$ км/с [13].
 58 — Щель под углом 20° к большой оси.
 85 — Линии поглощения Na I.
 131 — Спектр E-компонента получен вдоль большой оси, W-компонента — под углом 45° к его большой оси. $V_r = \text{const}$ у каждого компонента.
 148 — Щель вдоль большой оси. $V_r = \text{const}$.
 157 — Следы вращения. $H\alpha$ в центральной части до 2.3 кпс.
 256E — $V_r = 3600$ км/с [14].
 273 — Щель через главное тело и южные сгустки. Вращение? $V_{\text{rot}} = 50$ км/с на расстоянии от ядра 1.1 кпс. $V_r = 998$ км/с [15].

- 320 — Оптическая пара.
 360 — Вращение. $V_{\text{rot}} = 100$ км/с на $r = 5.2$ кпс от ядра.
 387 — Абсорбционный спектр. Дисперсия V_r мала.
 409 — N-компонент — ядро, S-компонент — южный узел.
 459 — Вращение.
 461 — Указана средняя лучевая скорость для системы.
 486 — $V_r = 5900$ км/с [16].
 499 — Член Местной группы? Если же она в группе M 81, то ее $M_{\text{рж}} = -12^m.9$.
 554 — Щель через ядро и восточный сгусток. $V_r = \text{const}$.
 558 — Рост V_r от E к W-компоненту. $V_r = 171$ км/с [15]. Карлик в Virgo?
 564 — W-компонент со следами вращения.
 566 — $V_r = 5759$ км/с [17].
 568 — Щель через 2 наиболее ярких сгущения.
 572 — N-компонент — главное тело галактики. V_r (N) = 8155 и V_r (S) = +8272 км/с [18].
 574 — Член группы M 81. $V_r = -102$ км/с [17], $V_r = +83$ км/с [15].
 600 — Вращение? На западном краю V_r уменьшается на 100 км/с.
 607 — Вращение.
 757 — Взаимодействующая система: MCG 9-13-5 — яркая пара, MCG 9-13-6 — яркий компонент слабой пары.
 761 — У W-компонента спектр абсорбционный.
 775 — Вращение у обоих компонентов.
 777 — Вращение. $V_{\text{rot}} = 165$ км/с на расстоянии 6.2 кпс.
 818 — Спектр абсорбционный.

RADIAL VELOCITIES OF 44 INTERACTING GALAXIES

V. P. ARKHIPOVA, V. L. AFANASIEV, V. A. DOSTAL, A. V. ZASOV,
 I. D. KARACHENTSEV, R. I. NOSKOVA, M. V. SAVELIEVA

Radial velocities of 44 interacting systems of galaxies are determined; most of them for the first time. The observations were carried out at the 6-meter telescope of the Academy of Sciences of the USSR.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. I, МГУ, 1959.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. II; *Astron Astrophys., Suppl. ser.*, 28, No. 1, 1, 1977.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 5, 502, 1979.
4. В. Л. Афанасьев, И. Д. Караченцев, В. П. Архипова, В. А. Досталь, В. Г. Метлов, *Astron. Astrophys.*, 91, 302, 1980.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 5, 499, 1979.
6. В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Зосов, И. Д. Караченцев, Р. И. Носкова, М. В. Савельева, *Астрон. ж.* (в печати).
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. Г. Метлов, Письма АЖ, 6, 199, 1980.

8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. А. Досталь, В. Г. Метлов, Письма АЖ, 6, 394, 1980.
9. В. Л. Афанасьев, Изв. САО, 11, 51, 1979.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, Морфологический каталог галактик, ч. I, МГУ, 1962.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. II, III, IV, МГУ, 1963, 1964, 1968.
12. П. Г. Куликовский, Справочник любителя астрономии, Наука, М., 1971.
13. F. Zwicky, Erg. Ex. Naturwiss., 29, 344, 1956.
14. K. C. Freeman, G. Vaucouleurs, Ap. J., 194, 569, 1974.
15. G. Vaucouleurs, A. Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas Press, Austin and London, 1976.
16. В. П. Архипова, В. Ф. Есупов, Письма АЖ, 5, 265, 1979.
17. D. Kunth, W. Sargent, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 36, 259, 1979.
18. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvpuev, Astron. Astrophys., 51, 185, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА ЧАСТОТЕ 3.66 ГГц. I

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 29 июля 1980

Принята к печати 11 ноября 1980

Приведены результаты измерения с помощью радиотелескопа РАТАН-600 плотностей потоков на частоте 3.66 ГГц 12 галактик, обладающих высокой поверхностной яркостью в фотографических лучах. Показано, что объекты, имеющие радионизлучение, среди таких галактик встречаются более чем в два раза чаще, чем среди случайно взятых галактик.

1. *Наблюдения.* В октябре—ноябре 1979 г. на восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600, на частоте 3.66 ГГц проводились дальнейшие наблюдения галактик высокой поверхностной яркости из списков [1].

Ранее на этом же радиотелескопе были проведены наблюдения 31 объекта [2] из тех же списков.

В качестве опорных источников использовались 3С 78, 3С 245, 3С 286, и NGC 7027. Плотности потоков на 3.66 ГГц двух последних источников приведены в [2]. Плотности потоков 3С 78 и 3С 245 принимались равными 4.25 Ян и 1.8 Ян соответственно. Полуширина диаграммы направленности радиотелескопа в плоскости, по которой ее пересекали наблюдаемые объекты, менялась в пределах 110"—140". Радиометр обладал чувствительностью 0.02 К, при времени интегрирования 1 с. Наблюдения проводились в режиме прохождения галактик через неподвижную диаграмму направленности радиотелескопа. Использовался квазиузеловой способ приема. В качестве эквивалента антенны служил опорный рупор «в небо».

Точные координаты галактик брались из [3]. Координаты объектов Аракелян 116 и Аракелян 347 уточнены Р. А. Кандаляном.

2. *Результаты.* Результаты измерений приведены в табл. 1. В первом столбце приведены номера наблюдавшихся галактик по [1]. Во втором

столбце даны номера галактик по каталогам NGC и IC. В третьем столбце — плотности потоков на частоте 3.66 ГГц и их среднеквадратические ошибки. (Ошибки измерений плотностей потоков на РАТАН-600 рассматриваются в [4]). В четвертом столбце приведены светимости на частоте 3.66 ГГц. Постоянная Хаббла принималась равной $75 \text{ км/с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$. Лучевые скорости галактик брались из работ [5—13]. В последнем столбце таблицы даны средние поверхностные яркости галактик в фотографических лучах, в системе близкой к системе Холмберга, в звездных величинах с квадратной угловой секунды, взятые из [1].

Разности прямых восхождений объектов табл. 1, измеренных нами на 3.66 ГГц и приведенных в [3], за исключением галактики Аракелян 449 не превышают $15''$. Для Аракелян 449 эта разность составляет примерно $40''$. Соответствующий расчет показывает, что количества случайно обна-

Таблица 1

Номер галактики по [1]	NGC, IC*	Плотность потока на 3.66 ГГц (мЯн)	Светимость на 3.66 ГГц (Вт/Гц)	Средняя поверхностная яркость (m/\square'')
91*		72 ± 25	$1.5 \cdot 10^{23}$	20.5
116		< 36	$< 1.6 \cdot 10^{22}$	21.6
149	2217*	< 30	—	21.9
229		104 ± 35	$15 \cdot 10^{22}$	21.4
273	3506	< 30	$< 2.6 \cdot 10^{22}$	22.0
291	3652	< 36	$< 3.6 \cdot 10^{21}$	22.0
347	4074	104 ± 26	$9.8 \cdot 10^{22}$	22.0
449**	5600	88 ± 30	$1.4 \cdot 10^{22}$	21.4
450		< 25	$< 8.2 \cdot 10^{21}$	21.3
536***		48 ± 20	$6.3 \cdot 10^{22}$	22.0
558		< 25	$< 2.4 \cdot 10^{21}$	22.0
584		< 25	$< 1.3 \cdot 10^{22}$	22.0

Примечания к таблице 1

* На расстоянии $2'$ от галактики находится источник OD 177 из огайского обзора [14].

** Из-за упомянутого в тексте значительного расхождения в прямых восхождениях, измеренных в оптическом и радиодиапазонах, радионисточник может быть не связан с галактикой.

*** Галактика расположена в зоне обзора B2 [15], однако не отождествляется с каким-либо радионисточником этого обзора, то есть плотность потока Аракелян 536 на 0.408 ГГц меньше 200 мЯн. Это означает, что спектральный индекс радиоизлучения объекта в диапазоне 0.408—3.66 ГГц меньше 0.65. (Плотность потока $S \sim \nu^{-\alpha}$, где ν — частота излучения, α — спектральный индекс).

руженных источников для всего списка (за исключением Аракелян 449) должно быть меньше 0.1.

3. *Обсуждение результатов.* Как видно из табл. 1, для 5 из 12 наблюдавшихся галактик удалось измерить плотности потоков. Для остальных галактик измерены верхние пределы плотностей потоков на 3.66 ГГц.

В настоящей заметке и в [2] приведены результаты наблюдений 43 галактик высокой поверхностной яркости. Плотности потоков 8 объектов из 43 на разных частотах радиодиапазона измерялись ранее [16, 17]. Остальные 35 галактик нами были отобраны случайным образом и наблюдались впервые.

Интересно сравнить относительные количества объектов, имеющих радиоизлучение, среди галактик высокой поверхностной яркости и для случайной выборки галактик. В качестве такой выборки воспользуемся обзором [18], где приводятся результаты измерений излучения 1135 галактик из Каталога ярких галактик [19] на частоте 5 ГГц. Из этого количества галактик радиоизлучение, превышающее по крайней мере в 3 раза стандартные ошибки измерений, обнаружено у 149 объектов. То есть относительные количества объектов, имеющих радиоизлучение с плотностью потока выше предела обнаружения 30 мЯн в обзоре [18], составляет 0.13.

Пределу обнаружения 30 мЯн на частоте 5 ГГц при спектральном индексе радиоизлучения 0.75 на частоте 3.66 ГГц соответствует 40 мЯн. Из 35 галактик, наблюдавшихся нами на РАТАН-600, для 4 объектов верхние пределы плотностей потоков превышают 40 мЯн, поэтому они должны быть исключены из дальнейшего рассмотрения. Из оставшейся 31 галактики радиоизлучение, с плотностью потока более 40 мЯн и превышающее не менее 3 раз стандартные ошибки измерений, обнаружено у 10 объектов. Между тем, при независимости наличия радиоизлучения от поверхностной яркости число таких объектов, согласно данным обзора [18], должно было составить 4 ± 2 . Вероятность такого отклонения равна $5 \cdot 10^{-3}$.

Это дает основание считать, что относительное количество объектов, имеющих радиоизлучение, среди галактик высокой поверхностной яркости составляет 0.32.

Необходимо также отметить, что средняя видимая фотографическая величина, исправленная за поглощение в Галактике, $\bar{m}_p = 12.7 \pm 0.1$ для галактик обзора [18] (эта величина вычислена на основании данных о 714 галактиках из [19]), а для 31 галактики высокой поверхностной яркости — $\bar{m}_p = 13.2 \pm 0.1$.

Таким образом, объекты, имеющие радиоизлучение, среди галактик высокой поверхностной яркости встречаются более чем в два раза чаще, чем среди случайно взятых галактик.

Этот факт говорит в пользу выводов, сделанных ранее в [20, 21].

Автор признателен наблюдателям и операторам РАТАН-600 за помощь в наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS AT 3.66 GHz

V. H. MALUMIAN

The results of observations of 12 galaxies of high surface brightness with the radio telescope RATAN-600 at 3.66 GHz are presented. It is shown that the objects having radio emission occur more than twice as frequently among galaxies of high surface brightness than among occasionally selected galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 31, 1980.
3. L. L. Dressel, I. I. Condon, *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 187, 1976.
4. М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 14, 91, 1978.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 15, 1975.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.
7. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 195, 1976.
8. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 683, 1976.
9. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.
10. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 12, 689, 1976.
11. M. H. Ulrich, *Astron. Astrophys.*, 40, 337, 1975.
12. A. Sandage, G. A. Tammann, *Ap. J.*, 197, 265, 1975.
13. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, I. D. Nieto, *A. J.*, 84, 1811, 1979.
14. J. R. Ehman, R. S. Dixon, C. M. Ramakrishna, J. D. Kraus, *A. J.*, 79, 144, 1974.
15. G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcara, L. Formiggini, E. Gandolfi, J. Gioia, C. Lari, B. Marano, L. Padrielli, P. Tomasi, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 11, 291, 1973.
16. C. Fanti, J. Gioia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, *Astron. Astrophys.*, 24, 69, 1973.
17. G. Colla, C. Fanti, J. Gioia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M. H. Ulrich, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 20, 1, 1975.
18. R. Sramek, *A. J.*, 80, 771, 1975.
19. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
20. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 13, 245, 1977.
21. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 657, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. I. ЭФФЕКТЫ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ И ПРОЕКЦИИ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 5 июня 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Для 423 пар галактик из каталога [3] приведены распределения по линейному расстоянию между компонентами, разности лучевых скоростей, абсолютным величинам и другим характеристикам. Чтобы учесть систематические искажения выборочных распределений, было предпринято моделирование видимого распределения галактик методом Монте-Карло. Сравнение каталожных пар с опорной выборкой моделированных позволило изучить эффекты избирательности и проекции.

1. *Введение.* Измерение лучевых скоростей у большого числа двойных галактик [1], предварительно отобранных единообразным способом, открывает возможности для детального исследования физических характеристик, кинематики и динамики этих простейших систем. Предметом нашего анализа является выборка 440 пар [2] с известными лучевыми скоростями у обоих компонентов из «Каталога изолированных пар галактик северного неба» [3], насчитывающего 603 двойные системы.

Изучение динамических особенностей пар галактик предпринималось разными авторами неоднократно. Обзор наиболее подробных исследований представлен в [4, 5]. Исследовались немногочисленные и неоднородные выборки пар, что затрудняло истолкование конечных результатов. В предшествующих работах недооценивалось влияние эффектов селекции и проекции, которые существенно искажают основные характеристики двойных галактик. По этой причине остаются дискуссионными такие важные вопросы, как оценка истинного числа двойных галактик в единице объема, значение средней орбитальной массы пары, величина взаимных скоростей и линейных размеров двойных систем.

2. *Моделирование видимого распределения пар.* Выделение двойных галактик по их наблюдаемым характеристикам — взаимному расстоянию, видимым величинам, угловым диаметрам, изолированности относительно соседних в проекции галактик — сопряжено с сильной избирательностью. В результате этого «каталожное» распределение пар по какому-либо признаку может существенно отличаться от истинного (пространственного) распределения. Количественный анализ разнообразных факторов селекции можно проводить методами математической статистики. К сожалению, при аналитическом подходе возникает необходимость сильного упрощения исходных предпосылок. Обычно влияние селекции оценивают в пуассоновском приближении, весьма далеком от реального распределения галактик.

В настоящей статье мы будем рассматривать различные факторы избирательности в парах галактик, опираясь на результаты моделирования с помощью ЭВМ видимого распределения галактик. Моделирование пространственного распределения галактик [6] осуществлялось методом Монте-Карло с учетом сгущивания галактик в системы. Использовались следующие предположения:

а) каждая галактика из единицы объема имеет вероятность p_k принадлежать системе кратности k , где населенность системы принимает значения 1, 2, 3, 30 и 1000;

б) центры систем распределены в пространстве равномерно случайно;

в) распределение галактик в системе по координатам и по скоростям представляется законом $p|X| = \sigma_k^{-1} \exp\{-|X/\sigma_k|\}$, где σ_k означает характерный размер в системе кратности k ;

г) лучевая скорость каждой галактики определяется как сумма хаббловской скорости центра системы (при $H = 75$ км/с Мпс) и peculiarной составляющей галактики относительно центра данной системы;

д) в каждой системе функция светимости галактик имеет одинаковый вид,

$$\approx |M| = \begin{cases} c' \cdot 10^{1.4 M} & (-22^m3, \quad -19^m8) \\ c'' \cdot 10^{0.2 M} & (-19^m8, \quad -14^m0). \end{cases} \quad (1)$$

Параметры систем галактик, подобранные эмпирически сообразно наблюдательным данным, указаны в табл. 1.

Пространственное распределение галактик в объеме $(410 \times 54 \times 54)$ Мпс³ проектировалось на площадку размером с карту Паломарского атласа $6^\circ \times 6^\circ$. Для всех галактик ярче 15^m7 (предел каталога [3]) на графическое и цифропечатающее устройства ЭВМ выводились координаты, видимые величины, угловые диаметры, лучевые скорости и расстояния галактик, а также индекс их принадлежности к системе определенного типа. Всего было смоделировано 127 площадок с общим числом галактик

9433 ярче 15^m7 . К их распределению мы применяли критерий каталога [3] для отбора двойных галактик.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМ ГАЛАКТИК, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИ
МОДЕЛИРОВАНИИ ВИДИМОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Система галактик	Число членов (n)	Частота встречаемости галактик	Параметр линейного размера τ_x (кпс)	Параметр дисперсии скоростей τ_x^v (км/с)
Одиночные	1	0.05	5	25
Двойные	2	0.50	8	60
Тройные	3	0.15	20	75
Группы	30	0.15	60	150
Скопления	1000	0.15	320	400

Согласно нашему критерию две галактики (каждая ярче 15^m7) с угловыми диаметрами a_1 и a_2 и взаимным угловым расстоянием x_{12} удовлетворяют критерию изолированности, если выполняются условия:

$$x_{1i}/x_{12} \geq \eta a_i/a_1, \quad \text{где } \xi a_1 \leq a_i \leq \eta a_1 \quad (2)$$

и

$$x_{2i}/x_{12} \geq \eta a_i/a_2, \quad \text{где } \xi a_2 \leq a_i \leq \eta a_2.$$

Индекс i здесь относится к любой соседней галактике, чей диаметр a_i заключен в интервале, определяемом правой частью неравенств (2). Для основного критерия каталога эмпирически подобраны следующие значения безразмерных коэффициентов:

$$\chi = 5, \quad \xi = 1/2, \quad \eta = 4. \quad (3)$$

Таким образом, по условиям (2), (3) соседние с парой галактики тех же размеров должны располагаться по крайней мере в пять раз дальше от пары, чем компоненты пары друг от друга. Для более крупных соседних галактик «зона избегания» согласно (2) должна быть большей (пропорционально угловому диаметру a_i). Помимо основного критерия в каталоге [3] использованы три более жестких критерия с параметрами:

$$\chi = 10, \quad \xi = 1/2, \quad \eta = 4, \quad (K_{-})$$

$$\chi = 5, \quad \xi = 1/4, \quad \eta = 4, \quad (K_{-+})$$

$$\chi = 10, \quad \xi = 1/4, \quad \eta = 4, \quad (K_{++}).$$

Основному критерию изолированности пары по отношению к соседним в проекции галактикам удовлетворяет в моделированных полях 301 па-

ра. В дальнейшем условимся называть двойные галактики в моделированных площадках «М-парами», а каталожную выборку — «К-парами».

3. *Неизолированные пары.* Среди галактик ярче 15^m7 число галактик, входящих в пары каталога [3], составляет $\delta_K^* = 0.035$. Для моделированного распределения мы получили величину $\delta_M^* = 2 \cdot 301/9433 = 0.064$, то есть почти в два раза более высокую. Однако не все М-пары, удовлетворяющие критерию изолированности, являются пространственно обособленными системами. Среди 301 М-пары 34 (11%) представляют собой результат случайной близости на луче зрения не связанных друг с другом галактик (оптические пары). Помимо этого, критерию удовлетворяют 96 пар (32%), галактики которых являются членами триплетов, групп и скоплений. Наличие псевдопар, образованных «верхушками» систем галактик, существенно усложняет анализ выборки, так как отличить их от истинных пар по линейным размерам и разности лучевых скоростей компонентов довольно трудно.

Примесь оптических пар в выборке можно уменьшить, меняя условия отбора двойных галактик. В каталоге [3] использованы, наряду с основным, мягким (K_{--}) критерием изолированности, также жесткий критерий (K_{++}) и два средних (K_{+-} , K_{-+}). Эффективность каждого критерия видна из результатов его применения к моделированному распределению галактик. В табл. 2 указано, какое число оптических пар и членов систем пропускает тот или иной критерий. В последнем столбце обозначена другая важная характеристика — вероятность того, что физическая пара галактик будет обрезана критерием и не попадет в число изолированных. Как видно из этих данных, переход от мягкого критерия к жесткому снижает относительное число оптических пар в выборке в три раза, уменьшая также количество псевдопар. Однако, при использовании жесткого критерия более половины физических пар не удовлетворяют условию изолированности по отношению к соседним в проекции галактикам. Такая сильная избирательность жесткого критерия затрудняет восстановление характеристик пространственной выборки пар по их усеченному каталожному распределению.

Для сравнения в последней строке табл. 2 показаны результаты проверки в тех же моделированных полях критерия, использованного Тэрнером [7]. Подробный анализ критерия Тэрнера содержится в [8]*. Отметим, что среди двойных галактик, исследованных Тэрнером, процент оптических пар в два раза выше, чем в нашем каталоге, а, в целом, физические пары в выборке Тэрнера составляют менее половины. Сильная засорен-

* Критерий пары, применявшийся Тэрнером, является частным случаем нашего критерия, условие изолированности пары галактик в нем принято слишком мягким.

ность списка двойных галактик Тэрнера оптическими и псевдопарами является основной причиной больших вириальных масс, полученных им для двойных галактик.

Таблица 2

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ КРИТЕРИЕВ

Критерий	Число моделированных пар, удовлетворяющих критерию				Вероятность образования физической пары
	Все	Физические	Члены систем	Оптические	
Мягкий	301	171	96	34	0.29
K_{--}	(100%)	(57%)	(32%)	(11%)	
Средний	229	147	62	20	0.39
K_{+-}, K_{-+}	(100%)	(64%)	(27%)	(9%)	
Жесткий	139	104	30	5	0.57
K_{++}	(100%)	(75%)	(21%)	(4%)	
Критерий	404	178	145	81	0.26
Тэрнера	(100%)	(44%)	(36%)	(20%)	

4. *Взаимные скорости в парах.* Распределение двойных галактик по модулю разности лучевых скоростей компонентов, $y = |\Delta V_r|$, приведено в табл. 3. Во втором ее столбце указано число реальных, каталожных пар, в третьем — число моделированных. Три последних столбца показывают, сколько физических пар (П), членов систем (С) и оптических пар (О) содержится в каждом интервале скоростей. В целом, выборки К-пар и М-пар проявляют сходное распределение по разности лучевых скоростей. Около половины пар имеют взаимные скорости в пределах 100 км/с, остальная часть обеих выборок распределена на широком интервале до 10 000 км/с. Физические пары преобладают в области $y < 200$ км/с, имея $\langle y \rangle_p = 92$ км/с, члены систем галактик — на интервале (200—700) км/с, причем $\langle y \rangle_c = 207$ км/с, а при $y > 700$ км/с основную часть выборки составляют случайные пары с $\langle y \rangle_o = 4000$ км/с.

Из данных табл. 3 следует, что для исключения оптических пар можно использовать предложенное Тэрнером условие $y < 425$ км/с, однако при этом ограничении выборка пар будет содержать существенное число псевдопар, образованных членами систем галактик.

5. *Взаимные расстояния компонентов и эффект селекции.* В отличие от лучевых скоростей, угловые расстояния между галактиками входят непосредственным образом в условие отбора пар по критерию изолированности (2). (3). Поэтому распределение двойных галактик по линейному

расстоянию между компонентами неизбежно содержит сильную избирательность.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КАТАЛОЖНЫХ И
МОДЕЛИРОВАННЫХ ПАР ПО МОДУЛЮ РАЗНОСТИ
ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ КОМПОНЕНТОВ

y (км/с)	К-пары	М-пары			
		Все	П	С	О
0-50	98	93	69	24	0
50-100	97	61	42	19	0
100-150	62	42	29	13	0
150-200	42	18	13	5	0
200-300	42	32	14	18	0
300-400	24	8	3	5	0
400-600	17	10	1	7	2
600-800	5	1	0	1	0
800-1000	4	2	0	0	2
1000-2000	9	10	0	4	6
2000-3000	5	4	0	0	4
3000-5000	11	11	0	0	11
5000-10000	7	7	0	0	7
>10000	0	2	0	0	2
Среднее км/с	440 ± 60	570 ± 95	92 ± 6	207 ± 31	4000 ± 560

На рис. 1 приведено распределение 423 каталожных пар* по проекции линейного расстояния между компонентами, X . Максимум этого распределения приходится на $X = 10$ кпс. Большинство двойных галактик являются тесными системами, компоненты которых расположены в контакте друг с другом. Так, у 70% К-пар расстояние между центрами галактик не превышает суммы диаметров компонентов. Вместе с тем, имеется немало широких пар с $X > 100$ кпс, распределение их указано на вставке рис. 1.

Распределение моделированных пар по проекции линейного расстояния компонентов (рис. 2) в общих чертах соответствует каталожному распределению. Максимум числа М-пар имеет место при $X = 10$ кпс, а длинный хвост простирается до ~ 400 кпс. Для М-пар среднее взаимное расстояние галактик $\langle X \rangle_M = 30.0$ кпс несколько меньше, чем для каталожных $\langle X \rangle_K = 43.6$ кпс. Физические пары, члены систем и оптиче-

* Из 440 пар сводки [2] 17 объектов оказались одиночными галактиками.

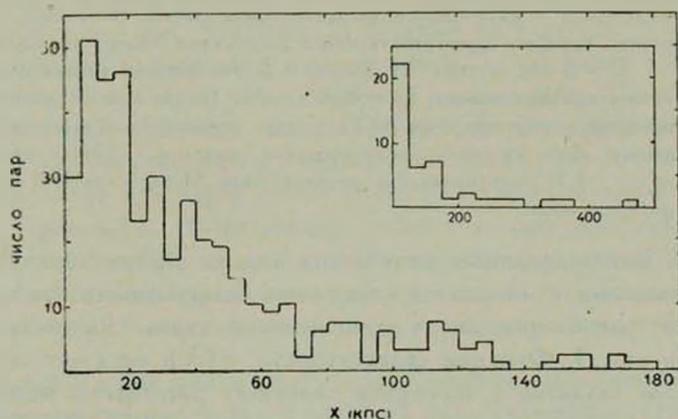


Рис. 1. Распределение 423 двойных галактик из каталога [3] по проекции линейного расстояния между компонентами, X (кпс).

ские пары изображены на рис. 2 различной штриховкой. Как и следовало ожидать, средний размер псевдопар, $\langle X \rangle_c = 39.7$ кпс, и оптических пар, $\langle X \rangle_o = 72.0$ кпс, значительно больше, чем у реальных физических пар $\langle X \rangle_n = 16.2$ кпс. За пределами $X > 50$ кпс располагаются, в основном, кажущиеся «пары», образованные случайной близостью на луче зрения двух членов одной системы или же пространственно независимых галактик.

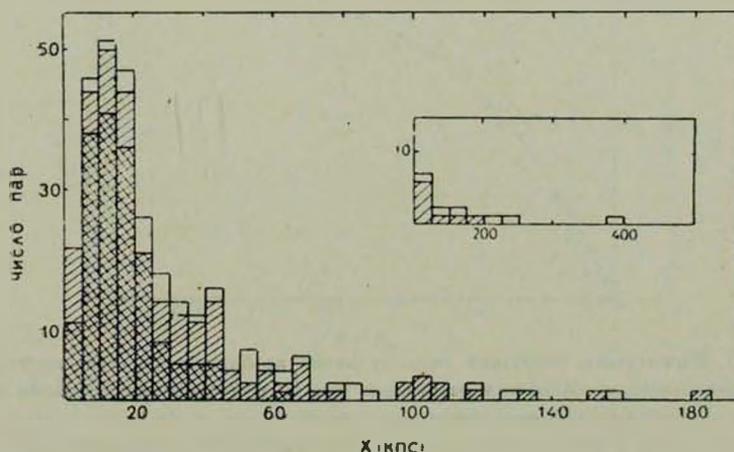


Рис. 2. Распределение 301 моделированной пары по проекции линейного расстояния между компонентами. Физические пары отмечены двойной штриховкой, члены систем — косой штриховкой, оптические пары не заштрихованы.

Распределение по расстояниям М-пар, удовлетворяющих критерию изолированности, можно согласовать с каталожным распределением двумя способами. Первый состоит в увеличении среднего пространственного расстояния между двойными галактиками (параметр $\sigma_2 = 8$ кпс в табл. 1), второй — в уменьшении относительного числа двойных галактик в единице объема ($\bar{v}_2 = 0.50$ в табл. 1). Последний способ привносит большую асимметрию в распределение $N(X)$ за счет повышения в выборке доли оптических и псевдопар. Дополнительное моделирование показывает, что при значениях $\sigma_2 = 10$ кпс и $\bar{v}_2 = 0.25$ редуцированное распределение М-пар становится адекватным каталожному распределению.

Анализ моделированных физических пар, не удовлетворивших критерию изолированности, позволяет определить селективность критерия в зависимости от расстояния между компонентами пары. Результаты представлены на рис. 3. Функция селективности, $q(X)$, означает вероятность того, что пара галактик с проекцией линейного расстояния между компонентами X будет обрезана критерием по условиям (2) и (3). Точками на рисунке отмечены выборочные значения $q(X)$, аппроксимированные зависимостью

$$q(X) = 1 - \exp(-X/\alpha), \quad (4)$$

где $\alpha = 45$ кпс. Как и следовало ожидать, критерий изолированности обладает большой селективностью, обрезая широкие пары. Например, при $X = 100$ кпс только десятая часть двойных галактик удовлетворяет этому критерию.

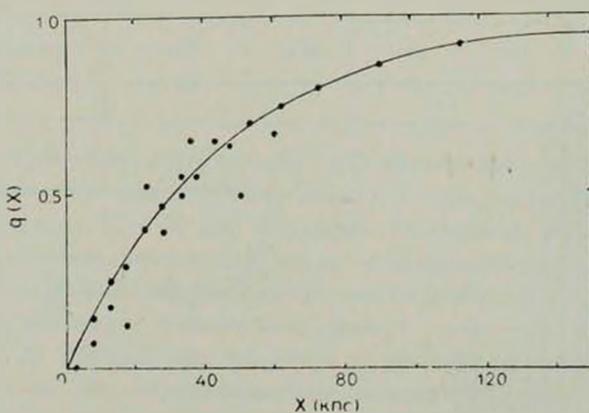


Рис. 3. Вероятность обрезания пары галактик критерием изолированности, $q(X)$, как функция проекции линейного расстояния между компонентами. Точками отмечены эмпирические значения для моделированных пар.

Существует принципиальная возможность восстановить неискаженный вид распределения двойных галактик по проекции расстояния между компонентами, используя функцию селективности (4). К сожалению, эта

задача оказывается практически невыполнимой. Быстрое уменьшение числа каталожных пар при больших X , а также возрастание относительного числа оптических и псевдопар с увеличением X , приводит в сочетании с крутой функцией селекции (4) к быстрому росту ошибок. Фактически, уже на интервале (50—100) кпс ошибки реставрации достигают фактора ~ 3 , а при $X > 100$ кпс становятся неопределенно большими.

Аналогичные трудности имеют место при изучении выборки двойных галактик Тэрнера [8]. По-видимому, любой критерий пары галактик, основывающийся только на видимых характеристиках галактик, оказывается малоэффективным для определения пространственного распределения взаимных расстояний галактик в парах по их угловому распределению на небе.

6. *Распределение пар по видимым величинам.* Важным вопросом является наличие или отсутствие у критерия пары селективности по видимым величинам галактик. Анализ каталожной выборки упрощается, если применяемый для отбора пар критерий одинаковым образом выделяет как близкие, так и далекие пары.

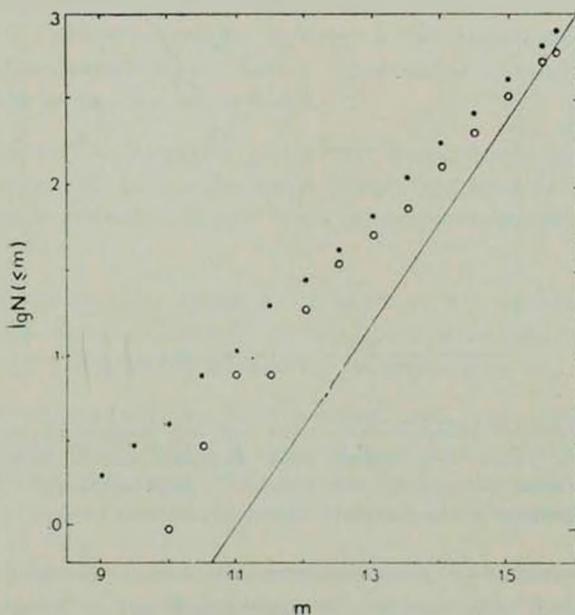


Рис. 4. Интегральное распределение числа галактик в парах ярче видимой величины m . Члены каталожных пар обозначены точками, члены моделированных пар — кружками. Прямая линия обозначает однородное распределение с точностью до произвольной постоянной.

На рис. 4 представлено интегральное распределение числа галактик, входящих в пары, по их видимой величине. Точками обозначены галакти-

ки из каталога [3]; кружками — члены моделированных пар, удовлетворяющих тому же критерию изолированности. Прямая линия обозначает однородное распределение $N(m) \sim 10^{0,6m}$. Как видим, галактики К-пар и М-пар имеют весьма сходные распределения с характерным систематическим избытком на ярких величинах. Причина этого избытка очевидна и обусловлена тем обстоятельством, что оба компонента пары должны быть ярче фотометрического предела выборки. Избыток числа каталожных пар над числом моделированных при $m < 12^m$ следует приписать эффекту Местного сверхскопления. Справедливость такого предположения подтверждают данные рис. 5. В отличие от предыдущего рисунка, на нем

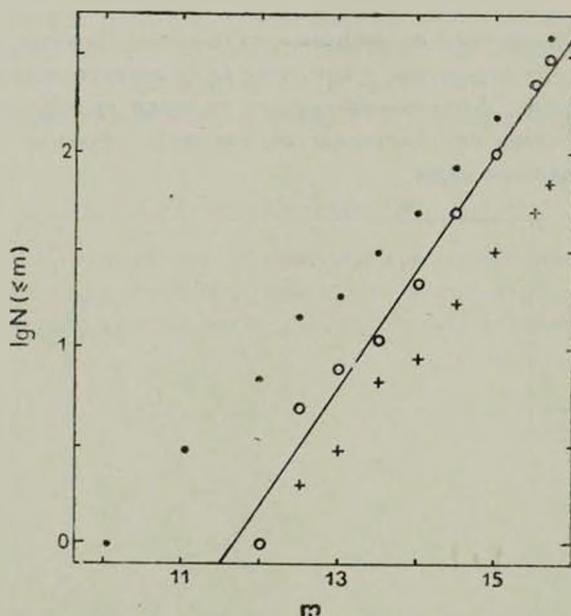


Рис. 5. Интегральное распределение числа пар, оба компонента которых ярче видимой величины m . Точки — каталожные пары, кружки — моделированные пары, удовлетворяющие критерию изолированности, крестики — моделированные пары, обрезанные критерием. Однородное распределение обозначено прямой.

изображено интегральное распределение числа пар, оба компонента которых ярче видимой величины m . Обозначения К-пар и М-пар аналогичны рис. 4. Крестиками дополнительно изображена выборка М-пар, не удовлетворивших условию изолированности. Из этих данных следует, что селективность критерия слабо зависит от видимой величины или глубины выборки: критерий изолированности чаще обрезает близкие пары с галактиками низкой светимости (карликовые двойные галактики труднее различимы на фоне окрестных соседей). Для каталожных пар отклонение от

однородности при $m < 13^m$ указывает на избыток числа близких пар в 3—4 раза, ожидаемый для Местного сверхскопления.

Условие попадания в каталог пары галактик обоими компонентами представляет собой еще один источник селекции. Моделируя видимое распределение галактик, мы опирались на простейшее предположение, что абсолютные величины двух произвольно взятых галактик являются взаимно независимыми случайными величинами, распределенными по закону (1). При этих предположениях относительное число пар, попадающих в выборку ярче $15^m 7$ обоими компонентами, к числу пар, представленных до того же фотометрического предела хотя бы одним компонентом, составляет фактор 0.105. Такая сильная избирательность (безотносительно к критерию изолированности!) требует осторожности при оценке распространенности двойных галактик в единице объема по частоте их встречаемости в каталоге.

В этой связи интересно распределение числа К- и М-пар по модулю разности видимых величин компонентов (табл. 4). Как и ранее мы отдельно указываем физические пары (П), члены систем (С) и оптические пары (О). Для сравнения в последнем столбце таблицы дано число физических М-пар, не удовлетворивших критерию изолированности (Н). Эти данные и средние значения $\langle |\Delta m| \rangle$ для каждой подвыборки пар позволяют сделать несколько заключений.

1) Компоненты каталожных пар имеют в среднем меньшую разность видимых величин, чем моделированные пары. Это свидетельствует о том, что у галактик в реальных парах существует положительная корреляция светимостей.

2) Выделение пары галактик по условию ее изолированности не приносит заметной избирательности по Δm , хотя наблюдается слабая тенденция к отбору пар с малой разностью видимых величин.

3) Члены систем галактик и оптические пары, удовлетворяющие критерию изолированности, имеют в среднем меньшую разность видимых величин, чем физические пары. Этот неожиданный результат находит свое объяснение при вероятностном анализе условий отбора псевдопар*.

7. Абсолютные величины и светимости двойных галактик. Распределение двойных галактик по абсолютным величинам представлено в табл. 5. В первом ее столбце указано значение абсолютной величины галактики с шагом аргумента $0^m 5$, во втором — седьмом столбцах даны числа двой-

* Среди членов группы или скопления две галактики будут выглядеть обособленной «парой» в тех случаях, когда обе они являются ярчайшими членами системы, а более слабые члены не видны до предела каталога.

ных галактик, принадлежащих различным выборкам. Обозначения типов выборки такие же, как в табл. 4.

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КАТАЛОЖНЫХ И МОДЕЛИРОВАННЫХ
ПАР ПО МОДУЛЮ РАЗНОСТИ ВИДИМЫХ ВЕЛИЧИН
КОМПОНЕНТОВ

Δm	К-пары	М-пары				
		Все	П	С	О	Н
0 ^m 0—0.1	109	50	28	20	2	17
0.2—0.3	77	57	24	22	11	6
0.4—0.5	46	38	17	16	5	8
0.6—0.7	45	32	18	11	3	8
0.8—0.9	31	26	10	13	3	2
1.0—1.1	28	24	16	4	4	5
1.2—1.3	14	16	11	2	3	2
1.4—1.5	12	12	11	1	0	1
1.6—1.7	13	10	8	2	0	3
1.8—1.9	8	4	3	1	0	2
2.0—2.4	12	13	10	1	2	6
2.5—2.9	2	10	9	1	0	4
3.0—3.4	4	3	2	1	0	1
3.5—3.9	0	4	3	1	0	3
4.0—4.4	0	0	0	0	0	3
4.5—5.0	0	2	1	0	1	0
Среднее	0 ^m 62 ±0.03	0 ^m 88 ±0.05	1 ^m 03 ±0.07	0 ^m 63 ±0.07	0 ^m 83 ±0.15	1 ^m 18 ±0.14

При отсутствии эффектов избирательности и принятом виде функции светимости (1) средняя абсолютная величина галактик в выборке ярче 15^m7 должна составлять $\langle M \rangle = -19^m28$. Сравнивая с этим значением среднюю абсолютную величину компонентов пар из каждой выборки (последняя строка в табл. 5), мы можем разделить суммарный эффект селекции по M на следующие виды:

а) условие того, чтобы пара галактик была представлена в каталоге обоими компонентами, ослабляет светимость галактик в выборке в среднем на одну звездную величину (-18^m34 сравнительно с -19^m28);

б) критерий изолированности пары имеет тенденцию к сохранению в выборке более ярких галактик (-18^m34 и -17^m08);

в) присутствие в выборке оптических пар и членов систем не влияет существенно на среднюю выборочную абсолютную величину (-19^m55 , -19^m11 и -19^m28);

г) галактики в реальных К-парах имеют в среднем в три раза большую светимость, чем моделированные двойные галактики.

Таблица 5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КАТАЛОЖНЫХ И МОДЕЛИРОВАННЫХ
ПАР ПО АБСОЛЮТНЫМ ВЕЛИЧИНАМ ПРИ $H = 75$ км/с Мпс

$\langle M \rangle$	К-пары	М-пары				
		Все	П	С	О	Н
-23^m25	1	0	0	0	0	0
-22.75	3	0	0	0	0	0
-22.25	8	1	0	0	1	1
-21.75	48	0	0	0	0	0
-21.25	100	4	1	0	3	0
-20.75	163	15	4	3	8	0
-20.25	169	53	17	26	10	1
-19.75	144	127	54	59	14	8
-19.25	73	102	51	38	13	11
-18.75	48	81	46	25	10	10
-18.25	18	69	50	15	4	14
-17.75	18	49	39	7	3	21
-17.25	17	31	24	5	2	5
-16.75	16	27	18	9	0	10
-16.25	5	20	17	3	0	16
-15.75	8	7	5	2	0	21
-15.25	3	7	7	0	0	10
-14.75	0	8	8	0	0	5
-14.25	0	1	1	0	0	8
-13.75	2	0	0	0	0	0
-13.25	2	0	0	0	0	1
Среднее	-19^m97 ± 0.05	-18^m72 ± 0.05	-18^m34 ± 0.07	-19^m11 ± 0.08	-19^m55 ± 0.12	-17^m08 ± 0.14

Последний вывод имеет важное значение для понимания условий образования двойных систем галактик. Иллюстрацией к нему служит рис. 6, на котором представлено распределение по абсолютным величинам 846 галактик К-пар. Сплошной линией на рисунке изображена выборочная функция светимости галактик, неискаженная эффектами селекции. Для срав-

нения пунктиром обозначено распределение абсолютных величин для одиночных галактик из каталога [9]. Эти данные свидетельствуют о преобладании галактик высокой светимости среди компонентов пар.

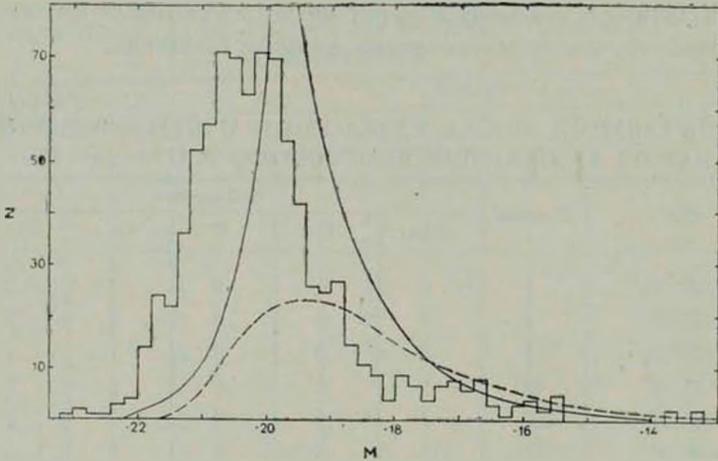


Рис. 6. Распределение 846 двойных галактик из каталога [3] по абсолютным величинам (гистограмма). Сплошная кривая обозначает выборочную функцию светимости, использованную при моделировании; она определяется выражением (1), умноженным на фактор объема $10^{-0.6 M}$. Пунктиром показано каталожное распределение одиночных галактик.

8. *Относительное число пар в пространстве.* Моделируя видимое распределение галактик, мы предположили, что каждая вторая галактика из единицы объема входит в состав пары ($\delta_2 = 0.50$ в табл. 1). При этом относительное число двойных галактик в выборке, $\delta_M^* = 0.064$, оказалось почти в два раза выше каталожного, $\delta_K^* = 0.035$. Из сравнения характеристик М-пар и К-пар мы установили существование значимого избытка светимости у реальных пар и наличие у них родства компонентов по абсолютным величинам. Эти два главных отличия от предпосылок, использованных при моделировании, в сочетании с сильной избирательностью пар по взаимному расстоянию их компонентов принципиально усложняют задачу точного определения относительного числа двойных галактик в единице объема. Для ее решения необходимо знать совместное распределение случайных величин, $P\{M_1, M_2, r_{12}\}$, где абсолютные величины и пространственное расстояние членов пары, r_{12} , следует рассматривать, в общем, как взаимно зависимые переменные.

Мы не приводим здесь деталей дополнительных расчетов величины δ . С учетом поправок за упомянутые эффекты, оценка доли двойных галактик в единице объема получается равной $\delta = 0.05 \div 0.20$. Неопределенность ее в значительной степени обусловлена присутствием в каталожной

выборке неизолированных псевдопар и малым числом широких физических пар.

Независимым контролем величины δ может служить анализ встречаемости пар из каталога [3] в ближайших окрестностях нашей Галактики. Принимая, что в пределах расстояния $\Delta = 10$ Мпс на северном небе содержится около 200 галактик и в их числе 15 пар, мы получаем относительное число галактик в парах $\delta = 2 \cdot 15/200 = 0.15$. Более половины этих пар входят в состав близких групп Вокулера [10]. Частота встречаемости галактик высокой светимости в 15 парах оказывается заметно более высокой, чем карликовых, в соответствии с выводом предыдущего параграфа.

9. *Заключение.* Чтобы получить надежную оценку массы и отношения массы к светимости для двойных галактик, необходимо исследовать достаточно большую совокупность пар, отобранных единообразным способом. Такому условию удовлетворяет каталог [3]. Как и всякий каталог, исследуемая выборка содержит в себе большие искажения, обусловленные эффектами селекции разного рода. Для учета систематических искажений было предпринято моделирование видимого распределения галактик с последующим отбором двойных галактик на основе того же критерия изолированности. Сравнение реальных пар с опорной выборкой моделированных пар позволило количественно определить роль эффектов проекции и селекции. Важнейшими среди них оказались следующие:

а) присутствие в выборке случайных оптических пар (11%) и псевдопар (32%), образованных яркими членами групп и скоплений галактик. Такие кажущиеся в проекции «пары» существенно завышают среднюю разность лучевых скоростей и среднее взаимное расстояние компонентов пар, что приводит к переоцениванию орбитальной массы;

б) малая вероятность ($\sim 10\%$) для пары галактик быть представленной в выборке ярче 15^m обоими компонентами и обрезание критерием широких пар делает особо трудной задачу восстановления пространственных характеристик двойных галактик по их видимым в проекции распределениям;

в) избирательность критерия, экспоненциально возрастающая с увеличением линейного расстояния между членами пары, является причиной сильного отсева широких пар. В сочетании с увеличением числа ложных пар, это приводит на масштабах $X > 100$ кпс к неопределенно большим ошибкам в оценке числа изолированных широких пар. Остается проблематичным само существование истинных широких пар с расстояниями между компонентами более 100 кпс;

г) учет эффектов избирательности двойных галактик по абсолютным величинам показывает, что в парах каталога [3] встречаются преимущест-

венно гигантские галактики. Средняя светимость компонента пары в три раза выше нормальной. Между абсолютными величинами членов пар наблюдается положительная корреляция. Эти особенности важны для понимания условий совместного образования двойных галактик;

д) относительное число двойных галактик в пространстве, вычисленное по их каталожному числу, составляет $\delta = 0.05 \div 0.20$. Неопределенность этой величины обусловлена суммарным влиянием различных эффектов селекции. Для близких окрестностей Галактики получена оценка $\delta = 0.15$, то есть пары являются весьма распространенным типом систем галактик.

Результаты данной работы будут использованы в следующей статье для определения орбитальных масс двойных галактик.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. I. SELECTION AND PROJECTION EFFECTS

I. D. KARACHENTSEV

For 423 pairs of galaxies of the Catalogue [3] the distributions according to the linear separation, radial velocity difference, absolute magnitude and other characteristics are presented. A simulation of an apparent distribution of galaxies has been provided by the Monte-Carlo method to study systematic biases of the sample distributions. Comparison of the catalogue pairs with the simulated sample allows to investigate selection and projection effects.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. D. Karachentsev, Ap. J., Suppl. ser., 44, 137, 1980.
2. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 16, 217, 1980.
3. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик северного неба. Сообщ. Специальной астрофизической obs., 7, 3, 1972.
4. I. D. Karachentsev, Colloq. IAU No. 37, Paris, 1977, p. 21.
5. S. M. Faber, J. S. Gallagher, Ann Rev. Astron. Astrophys., 17, 1979.
6. И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, Сообщ. Специальной астрофизической obs., 24, 5, 1978.
7. E. L. Turner, Ap. J., 208, 20, 304, 1976.
8. И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко, Астрофизика, 15, 217, 1979.
9. В. Е. Караченцева, Сообщ. Специальной астрофизической obs., 8, 3, 1973.
10. G. de Vaucouleurs, in "Galaxies and the Universe", Univ. Chicago Press. vol. IX, 1975, p. 557.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7

АКТИВНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН, Э. Ц. ШАХБАЗЯН

Поступила 16 августа 1977*

Принята к печати 29 марта 1981

Показано, что радиоизлучение более часто наблюдается у первых по яркости галактик в группах галактик, чем у более слабых их членов, независимо от абсолютной звездной величины галактики. Иначе говоря, галактика с меньшей светимостью, но первая по яркости в своей группе, с большей вероятностью может иметь радиоизлучение, чем более яркая, но не первая по яркости галактика в другой группе. Вероятность встречаемости радиоизлучения у первых по яркости галактик около десяти раз выше, чем у четвертых по яркости и более слабых членов групп галактик. Это говорит о большей активности первых по яркости галактик в группах.

Известно, что в скоплениях галактик мощным радиоизлучением обычно обладают доминирующие по яркости галактики, занимающие в скоплениях центральное положение [1, 2]. В рамках представлений В. А. Амбарцумяна это обстоятельство, по всей видимости, свидетельствует о большой космогонической роли наиболее ярких галактик в соответствующих скоплениях галактик. Как уже обстоит, в этом смысле, дело в группах галактик и в кратных галактиках, состоящих зачастую из обычных спиральных или эллиптических галактик со слабым радиоизлучением?

Ранее одним из авторов (Г. Т.) было показано [3, 4], что радиоизлучение несколько чаще встречается у первых по яркости членов соответствующих групп галактик. Этот вывод был сделан на основе рассмотрения небольшого числа близких групп галактик, список которых был составлен де Вокулером [5], и двойных галактик из списка Холмберга [6]. В настоящее время имеются более широкие списки групп галактик, которые

* Публикация статьи была задержана по желанию авторов. (Результаты работы были доложены на Симпозиуме МАС № 51 в Таллине в 1977 г.).

позволяют заново исследовать данную проблему. Это список гипергалактик, составленный в Тыравере [7], и список групп галактик, составленный Тэрнером и Готтом [8]. В обоих списках имеется много общих групп. При этом группы в обоих списках в большей части состоят из тех же галактик. Однако, главным образом из-за различий в подходе к предмету исследования, в одном случае это гипергалактики, а в другом — группы галактик и кратные галактики, включая двойные галактики, а также, в силу, возможно, некоторого субъективизма при отборе членов групп и гипергалактик, имеются и некоторые расхождения. Так, в некоторых случаях две-три различные гипергалактики по [7] входят в состав одной группы галактик по [8]. В одном случае одна гипергалактика состоит из двух групп галактик. Кроме того, 24 галактики, рассматриваемые в [7] как члены гипергалактик, считаются одиночными галактиками поля по [8]. Из-за наличия таких расхождений мы исследовали частоту встречаемости радиоизлучения у галактик различных рангов яркости в группах галактик в отдельности для обоих списков.

Для определения расположения галактик в группах в порядке убывания их яркости в видимые звездные величины галактик были внесены поправки за самопоглощение внутри галактик по Холмбергу [9], а также за поглощение в нашей Галактике по формуле $0^m25 \cos ec \delta$. Затем были рассчитаны исправленные за поглощение фотографические абсолютные звездные величины галактик. При этом в случае галактик из списка [7] использовались приводимые в той же работе расстояния соответствующих гипергалактик. В случае же групп галактик из списка [8] использовались расстояния, рассчитываемые с помощью средних радиальных скоростей соответствующих групп галактик при постоянной Хаббла, равной 50 км/с Мпс.

Поскольку радиоизлучение, как известно, наблюдается обычно у галактик с достаточно высокой светимостью, то подсчеты были выполнены для галактик, абсолютная фотографическая звездная величина которых меньше -20^m0 . Кроме того, чтобы наблюдательный материал был более однородным по составу, из рассмотрения были исключены также несколько галактик ярче -22^m5 абсолютной звездной величины, поскольку таковые оказались только среди первых по яркости галактик в группах галактик.

Данные о радиоизлучении галактик взяты из обширного обзора, выполненного Шрамеком [10] на длине волны 6 см с помощью радиотелескопа НРАО с диаметром в 92 м. Для небольшого числа южных галактик использованы результаты наблюдений Уайтоука [11], выполненные с помощью радиотелескопа с близкой направленностью и чувствительностью.

В списке [7] оказалось 46 гипергалактик, в каждой из которых были выполнены радионаблюдения хотя бы одной галактики в интервале от

—20^m1 до —22^m5 абсолютной звездной величины. Таковой оказывалась обычно одна из наиболее ярких галактик соответствующей гипергалактики. В списке же [8] оказалось 43 группы галактик с известными результатами радионаблюдений их членов в том же интервале абсолютных звездных величин.

В случае нескольких тесных пар галактик использованные радионаблюдения, из-за ограниченного углового разрешения, не позволяют определить, какая из галактик пары является радиоизлучателем. В таких случаях подсчет частоты встречаемости радиоизлучения проводился в предположении, что радиоизлучателем может быть как яркий, так и слабый компонент пары.

С целью выяснения возможного воздействия светимостей галактик на результаты подсчетов частота встречаемости радиоизлучения у различных по яркости категорий галактик в группах галактик определена для интервалов всего в 0^m5 абсолютных звездных величин.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТОВ В СЛУЧАЕ ГИПЕРГАЛАКТИК

$-M_{pg}$	1-е по яркости	2-е по яркости	3-и по яркости	4-е по яркости и более слабые
22.1—22.5	6(4) 11	1/5	0/1	—
21.6—22.0	2/8	0 8	0,4	0,2
21.1—21.5	6/15	2/9	0(1)/7	1/2
20.6—21.0	6(5) 10	3/10	3(4)/9	0(1)/14
20.1—20.5	1/2	1/3	3/9	0,15
20.1—22.5	46(39) ⁰ / ₀	20 ⁰ / ₀	20(27) ⁰ / ₀	2.5(5) ⁰ / ₀
$-\bar{M}_{pg}$ (с радиоизлучением)	21.5±0.6	21.1±0.6	20.7±0.2	21.4
$-\bar{M}_{pg}$ (без радиоизлучения)	21.5±0.5	21.3±0.6	21.0±0.6	20.8±0.5

Результаты подсчетов приведены в табл. 1 и 2; табл. 1 относится к гипергалактикам списка [7], а табл. 2 — к группам галактик списка [8]. В первом столбце таблиц приведены интервалы абсолютных звездных величин галактик, в которых выполнены подсчеты. Частоты встречаемости радиоизлучения у первых по яркости галактик в рассмотренных группах галактик приведены во втором столбце таблиц, у вторых по яркости галактик — в третьем столбце, у третьих — в четвертом и у четвертых и более слабых галактик — в пятом столбце. Знаменатель в каждой графе указывает полное число галактик данной категории, а числитель — число галактик с обнаруженным радиоизлучением. В скобках указаны количества галактик с радиоизлучением, получаемые при условии, что радиоизлучателями являются слабые компоненты в тесных парах.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТОВ В СЛУЧАЕ ГРУПП ГАЛАКТИК

$-M_{pg}$	1-е по яркости	2-е по яркости	3-й по яркости	4-е по яркости и более слабые
22.1—22.5	6/11	1/6	0/2	1/1
21.6—22.0	2/7	1/6	0/2	0/6
21.1—21.5	6(4)/11	3/7	0/4	6/25
20.6—21.0	6/9	4(5)/8	3/5	3(4)/31
20.1—20.5	2/4	0/4	1/7	5/35
20.1—22.5	52(48)%	29(32)%	20%	15(16)%
$-\bar{M}_{pg}$ (с радиоизлучением)	21.3 ± 0.7	21.2 ± 0.5	20.8 ± 0.2	21.0 ± 0.6
$-\bar{M}_{pg}$ (без радиоизлучения)	21.5 ± 0.7	21.4 ± 0.7	21.1 ± 0.8	20.8 ± 0.5

Рассмотрение таблиц показывает, что относительное количество радиоизлучающих галактик в каждом интервале абсолютных величин заметным образом уменьшается по мере перехода от первых по яркости галактик в группах к более слабым галактикам. Во всем рассмотренном интервале абсолютных звездных величин от $-20^m 1$ до $-22^m 5$ радиоизлучением обладают приблизительно 40% первых по яркости галактик в гипергалактиках списка [7] и приблизительно 50% первых по яркости галактик в группах галактик списка [8]. Среди же галактик, которые по своей яркости занимают в соответствующих группах четвертое или более низкие места, радиоизлучением обладают всего 2.5—5% (список [7]) или 15—16% (список [8]) галактик. Итоговые данные для галактик всего рассмотренного интервала приведены в 6-ой строке таблиц. В скобках указаны проценты, получаемые при условии, что радиоизлучающими галактиками являются слабые компоненты тесных пар галактик. Однако, исходя из тенденции, выявляемой данными таблиц, можно, по-видимому, полагать, что радиоисточниками являются только яркие компоненты тесных пар.

Таким образом, с точки зрения наличия у галактики радиоизлучения значение ее светимости оказывается не столь важным параметром. Более важно то место в последовательности яркостей, которое рассматриваемая галактика занимает в группе. Если при данной абсолютной звездной величине галактика является первой по яркости галактикой в группе, то вероятность наличия у нее радиоизлучения наибольшая. Чем более низкую ступеньку в иерархической лестнице яркостей занимает галактика данной абсолютной звездной величины, тем меньше вероятность того, что у нее будет обнаружено радиоизлучение. Так, галактика с меньшей светимостью, но первая по яркости в своей группе, с большей вероятностью может иметь

радиоизлучение, чем более яркая, но не первая по яркости галактика в другой группе.

В седьмой строке табл. 1 и 2 приведены значения средних абсолютных величин галактик соответствующих категорий светимости вместе с их среднеквадратичными отклонениями для галактик с обнаруженным радиоизлучением. В восьмой строке таблиц приведены те же значения для галактик без радиоизлучения. Сравнение данных обеих строк показывает, что в большинстве случаев галактики без радиоизлучения в каждой категории яркостей в среднем даже несколько ярче галактик с радиоизлучением. Заслуживает внимания также и то, что средние значения светимостей галактик, стоящих на одну ступеньку ниже в иерархической лестнице яркостей, лишь незначительно уступают средним значениям светимостей галактик предыдущей ступеньки. Все это подтверждает сделанное заключение о том, что наличие у галактики радиоизлучения мало зависит от ее светимости.

Таблица 3

СРЕДНИЕ РАССТОЯНИЯ И РАДИОСВЕТИМОСТИ

	1-е по яркости галактики с радиоизлучением	2-е по яркости и более слабые галактики с радиоизлучением	2-е по яркости и более слабые галактики без радиоизлучения
\bar{R}' Мпс			
Гипергалактики	33.1	22.8	57.8
Группы галактик	24.9	32.6	43.3
P 10^{20} ВтГц ⁻¹			
Гипергалактики	103.9*	35.4	< 60.4
Группы галактик	65.3	84.8	< 26.4

* При расчете среднего не учтены две галактики с намного большими радиосветимостями.

Казалось бы, что определенное воздействие на полученные результаты могут иметь возможные различия в расстояниях галактик различных групп яркости. Действительно, как следует из табл. 3, как в случае гипергалактик, так и в случае групп галактик средние расстояния первых по яркости галактик с обнаруженным радиоизлучением несколько меньше средних расстояний вторых по яркости и более слабых галактик без обнаруженного радиоизлучения. Однако рассмотрение средних радиосветимостей тех и других категорий галактик, приведенных в той же таблице, указывает на существование реальных различий в их радиоизлучающих свойствах. Радиосветимости более слабых галактик в группах с обнаруженным радио-

излучением заметно не отличаются от средних радиосветимостей первых по яркости галактик (в одном случае они несколько меньше, а в другом несколько больше). В то же время средние радиосветимости первых по яркости галактик в гипергалактиках и группах галактик заметно больше средних значений верхних пределов радиосветимостей более слабых галактик без обнаруженного радиоизлучения.

Таким образом, в небольших по количеству членов группах радиоизлучение наиболее часто наблюдается у галактик, занимающих первые места по яркости в соответствующих группах, независимо от значения их абсолютных звездных величин. А поскольку наличие радиоизлучения является свидетельством протекания активных процессов в ядрах галактик, то этот факт говорит, по-видимому, об определенной космогонической роли наиболее ярких галактик в группах галактик, как это, по всей вероятности, имеет место в скоплениях галактик, где мощными радиоизлучателями являются галактики, обычно занимающие в них центральное положение и доминирующие по яркости.

В рассмотренных группах галактик ярчайшая галактика не во всех случаях занимает центральное положение в группе. Например, в гипергалактиках № 8, 26, 39, 53 и 60 ярчайшие галактики находятся на краю группы и, следовательно, не находятся в потенциальных ямах соответствующих групп. Это означает, что и их максимальная яркость в группе, и наличие у них радиоизлучения не могут быть обусловлены стеканием к ним межгалактического вещества, а обусловлены внутренними причинами.

Частота встречаемости радиоизлучения среди одиночных галактик поля, приводимых в списке [8], оказывается равной 26%, то есть заметно меньше частоты встречаемости радиоизлучения у первых по яркости галактик в группах галактик. Разумеется, рассматривались галактики в том же интервале абсолютных звездных величин, что и в случае членов групп галактик, то есть от -20^m1 до -22^m5 . Таких галактик оказалось 53.

Итак, данная работа позволила установить, что у первых по яркости галактик в группах галактик более часто наблюдается радиоизлучение, чем у более слабых членов тех же групп, причем это не зависит от абсолютной звездной величины галактики. Иначе говоря, первые по яркости галактики в группах более активны, чем остальные члены групп.

Авторы выражают признательность Я. Э. Эйнасто за предоставление списка гипергалактик до его опубликования.

ACTIVE GALAXIES IN GROUPS OF GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN, E. TS. SHAHBAZIAN

It is shown that radio emission is most often observed from the first ranked galaxies. The galaxy with smaller optical luminosity but of the first rank in the group has higher probability of having radio emission than a galaxy absolutely brighter but of a lower rank in another group. For the first ranked galaxies the probability of having radio emission is about 10 times more than for the fourth-ranked and fainter galaxies. This evidences in favour of a higher activity of the brightest galaxies in groups of galaxies. It is suggested that the first ranked galaxies play a definite cosmogonical role in groups of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. B. Fomalont, D. H. Rogstad, Ap. J., 146, 528, 1966.
2. Г. М. Товмасын, М. С. Шурбакян, *Астрофизика*, 10, 29, 1974.
3. Г. М. Товмасын, *Звезды, туманности, галактики*, Изд. АН Арм. ССР, 1969, стр. 279.
4. Г. М. Товмасын, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 40, 57, 1969.
5. G. de Vaucouleurs, *Stars and Stellar Systems*, 9, ch. 17, 1976.
6. E. Holmberg, *Ann. Lund Obs.*, No. 6, 1937.
7. Я. Э. Эйнасто, *Частное сообщение*.
8. E. L. Turner, J. R. Gott, III, Ap. J. Suppl. ser., 32, 409, 1976.
9. E. Holmberg, *Med. Lund Obs.*, Ser. II, No. 136, 1958.
10. R. A. Sramek, A. J., 80, 771, 1976.
11. J. C. Whiteoak, *Astrophys. Letters*, 5, 29, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.7—77

О ПРИРОДЕ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Принята к печати 4 февраля 1981

Кратко обсуждаются гипотезы, предлагавшиеся ранее для объяснения струеподобных образований, наблюдающихся у некоторых радиогалактик. Многие важные факты не могут быть объяснены ни одной из этих гипотез, в частности, присутствие ярких «узлов» внутри струи и резкие изломы струй. По-видимому, наиболее подходящее объяснение появления струй может быть получено, если предположить, что из ядра галактики в пределах узкого конуса квазипериодически выбрасываются «пучки» небольших плотных объектов, способных испускать релятивистские электроны. При таком предположении могут быть поняты многие наблюдаемые особенности струй, например, распределение оптической и радиояркости вдоль струи и наличие изломов. На этой основе оценено магнитное поле и энергия оптических и радиоэлектронов для струй в NGC 6125 и M 87.

1. *Введение.* Для проблемы активности ядер галактик крайне важным является изучение очень протяженных внегалактических радиоисточников, обычно связанных с активными галактиками. У большей части радиоисточников — типичным примером их является Лебедь А — состоящих из двух обширных «радиолопастей», «родительская галактика» находится между лопастями — на оси источника. Размеры источников составляют сотни кпс, а иногда достигают и нескольких Мпс. Процесс активности галактик, стимулирующий образование лопастей, должен продолжаться миллионы лет, а может быть и много дольше. За это время освобождается огромная энергия — порядка 10^{60} — 10^{61} эрг, значительная часть которой должна каким-то путем переноситься на огромные расстояния — в радиолопасти.

Общепринято считать, что наблюдаемое излучение радиогалактик обусловлено, в основном, синхротронным механизмом, то есть излучают релятивистские электроны в магнитном поле. В настоящее время широко

используются три различных модели образования радиоисточников, то есть, по-существу, способов переноса энергии от «родительской галактики». 1. Выброс узкого пучка релятивистских электронов из центральных областей галактики. 2. Выброс облаков плазмы (плазмоидов), которые могут содержать магнитное поле и релятивистские электроны. 3. Выброс компактного массивного объекта (например, черной дыры). Обсуждение этих моделей содержится в обзорной статье [1], где отмечены значительные трудности, встречаемые каждой из них при объяснении многих наблюдаемых фактов. Возможно, что некоторые затруднения будут устранены при более детальной разработке той или иной модели.

Обнаружение областей повышенного свечения—так называемых «горячих пятен» — в радиолопастях привело к выводу о том, что релятивистские электроны могут генерироваться и вдали от «родительской галактики», поскольку характерное время высвечивания таких электронов мало по сравнению с возрастом источника. Иногда наблюдается и оптическое излучение в отдельных местах радиолопастей (см., например, [2]), причем поляризованное, что делает еще более очевидной необходимость вывода о возможности локальной генерации релятивистских электронов на больших расстояниях от галактики, так как время высвечивания «оптических» электронов гораздо меньше, чем излучающих в радиодиапазоне.

В ряде работ предлагались различные механизмы генерации релятивистских электронов в лопастях. Предполагалось, в частности, что электроны ускоряются на фронте ударной волны — «рабочей поверхности», образующейся при движении с большой скоростью через межгалактическую среду плазмоида или другого объекта, выброшенного из галактики [3]. Обсуждалась также возможность ускорения релятивистских электронов турбулентностью межгалактической среды. Безусловно, при определенных условиях указанные механизмы могут играть известную роль. Однако неоднократно отмечавшаяся высокая степень упорядоченности магнитного поля, проявляющаяся в наблюдаемой сильной поляризации излучения горячих пятен, является одним из возражений против турбулентного механизма. Область, из которой исходит повышенное излучение, часто имеет очень малый размер, и остается неясным, почему именно данная малая область турбулизуется, в то время как энергия, поступившая от центрального источника, распределяется на всю лопасть. Аналогичные вопросы возникают и относительно предположения об ускорении частиц на фронте ударной волны. Здесь можно отметить факт, по-видимому, прямо ему противоречащий. В источнике 3С 273 оптическое излучение исходит из струи, простирающейся на 15 кпс далее «рабочей поверхности», определяемой по усиленному радиоизлучению [4]*.

* Возможное допущение о том, что «оптическая» струя имеет иное направление, чем движение источника, вызвавшего ударную волну, представляется весьма искусственным.

В том, что из «родительской галактики» в направлении радиолопастей вылетают какие-то объекты, убеждает существование у ряда источников выбросов или струй в направлении лопастей. Длина струи в проекции составляет десятки, а иногда и сотни кпс. Очевидно, что для понимания процессов переноса энергии в радиогалактиках и активности ядер галактик, исследование структуры и свойств этих выбросов очень существенно. В данной статье обсуждаются некоторые особенности струй и высказывается предположение о том, что струи образованы последовательно выбрасываемыми из ядра галактики объектами, движущимися с нерелятивистскими скоростями и являющимися источниками релятивистских электронов.

2. *Свойства и возможная структура струй.* Сейчас известно более десяти радиогалактик, обладающих отчетливыми выбросами в форме «струи». В отличие от «радиохвостов» струйные выбросы являются строго прямолинейными на длине до сотен кпс и при этом часто обладают резкими, происходящими на пути, малом по сравнению с длиной, изломами, величина которых составляет от нескольких градусов до десятков градусов дуги. Форма струи, как правило, коническая — ширина возрастает пропорционально расстоянию от центра оптической галактики. Спектр радиоизлучения вдоль всей струи плоский и величина спектрального индекса α сохраняется. Вдоль струй часто встречаются сильнее светящиеся узлы — «горячие пятна» (в радиодиапазоне).

В табл. 1 приводятся некоторые данные о наиболее изученных струйных образованиях. Ссылка дается на одну из последних работ по данному объекту, в которой содержится более полная библиография.

Оптическое излучение исходит из той области струи длиной несколько кпс, которая ближе всего к центральной части оптической галактики. В отношении структуры оптические струи там, где удалось их наблюдать, сходны с хорошо известным выбросом из М 87 — они представляют собой последовательности отдельных конденсаций или узлов [11]. Излучение в оптическом диапазоне из областей, расположенных между узлами, составляет в выбросе М 87 по данным работы [12] менее 1% общего оптического излучения выброса.

Очень важным обстоятельством, установленным в [12] относительно выброса М 87, является возрастание поперечника узла пропорционально расстоянию от начала выброса. Поэтому при недостаточно высоком разрешении и большом числе узлов такой выброс представлялся бы просто конической струей с вершиной в ядре галактики. Коническая форма струи в радиодиапазоне у других галактик позволяет предположить, что и они образованы в результате последовательного выброса каких-то расширяющихся объектов. Это предположение подтверждается, прежде всего, наличием узлов на изображениях струй, содержащих радиоизотопы. Так, на

Таблица 1

Источник	NGC 6251	3C 31	HB 13	V 0844+31	M 87	Cep A	3C 273
Характеристика излучения струи и спектральный индекс	Радио ≈ 0.5	Оптическое радио ≈ 0.4	Радио	Радио ≈ 0.4	Оптическое радио ≈ 0.6	Рентген оптическое радио	Оптическое радио ≈ 0.7
Размер струи (в проекции) в кпс	≤ 300	17 500	> 1000	37	1.5 80	1.0 40	60 42
Наблюдения противоположной струи	слабля	есть	есть		оптическая очень слабая	нет	
Излом (величина расстояния от начала)	10° 185 кпс	$45^\circ, 60^\circ$ 100 кпс	Несколько $\geq 80^\circ$ 50—100 кпс	Несколько до 60° 20—30 кпс	Оптическая $\approx 20^\circ$ 1,2 кпс	Волокна и узлы	Несовпадение оптической и радио по позиц. углу
Литература	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[10]	[4]

протяжении струи NGC 6251 можно насчитать более 10 узлов [5]. Аналогичная картина имеет место и для выбросов из других галактик, в частности, в оптическом выбросе Сеп А [13]. Заметим, что при наблюдениях центральных областей некоторых галактик с очень высоким разрешением (до 0.001), казавшиеся ранее — даже с разрешением 0.01 — волокнистыми (струеподобными) образования обнаруживают дискретную структуру (например, [4]). Это также указывает на возможность строения кажущейся непрерывной струи из отдельных образований, области излучения которых могут, вообще говоря, перекрываться. Наблюдения внешних частей струй со сверхвысоким разрешением пока не производились. Однако при наличии перекрытия областей излучения (которое в радиодиапазоне, вероятно, имеет место, см. раздел 3) отдельные компоненты струи могут и не выделяться отчетливо.

Были попытки истолковать образование радиоструй в рамках плазменной модели (см., например, [14]). Струя рассматривается как результат последовательного выброса плазмондов. Однако связать наблюдаемое возрастание сечения струи просто с расширением плазмондов не удастся. Одним из серьезных возражений против плазмондной модели является отмеченное в [7] обстоятельство, заключающееся в том, что излучение в радиодиапазоне вдоль сечения струи меняется всего в 3—4 раза, тогда как при расширении плазмоида, соответствующем изменению сечения струи, оно должно уменьшаться на два порядка. Это противоречие, а также трудность объяснения такой моделью без крайне искусственных предположений других свойств струй, делает гипотезу о том, что струя представляется последовательностью расширяющихся плазмондов, неправдоподобной. Не соответствует фактам и объяснение происхождения струй пролетанием компактного массивного объекта. Здесь трудно объяснить равномерное расширение струи и резкие изменения ее направления. Последнее обстоятельство делает непригодным для интерпретации явления и модель релятивистского «луча». Таким образом, ни одна из существующих моделей внегалактических радиоисточников не подходит, по крайней мере, без соответствующей модификации для объяснения важнейших свойств струевых выбросов в радиогалактиках.

Более двадцати лет назад была предложена гипотеза о том, что струя в галактике M 87 образована выброшенными из ядра галактики объектами, способными инжектировать релятивистские электроны в окружающее пространство [15]. Накопленные с тех пор наблюдательные данные об этом и других струйных выбросах (включая и такие, у которых зафиксировано только радиоизлучение) подтверждают, как нам кажется, указанную гипотезу и позволяют получить новую информацию о структуре выбрасываемых объектов.

Прежде всего отметим, что релятивистские электроны не увлекаются инжектирующим их объектом из той области, в которую они инжектированы. Это означает, что излучает «след» объекта, а не он сам. Высокая степень поляризации излучения и относительная слабость линейчатого эмиссионного спектра выброса в М87 [16], а также и в других случаях, показывают, что основная часть энергии излучается узлами в результате действия синхротронного механизма. Если релятивистские электроны, ответственные за оптическое излучение, теряют энергию настолько быстро, что инжектирующий их объект за время высвечивания смещается не очень далеко, то его след не должен быть растянутым. Наличие не одного, а целого ряда дискретных следов с необходимостью указывает на последовательный выброс нескольких объектов (в струе М87 порядка десяти). Что касается радиоизлучения, то, поскольку ответственные за него электроны теряют энергию гораздо медленнее, чем «оптические», радиозофоты должны быть вытянутыми вдоль струи и излучение соседних следов может перекрываться. Тогда струя при наблюдении в радиочастотах представится сплошной. Постоянство величины α вдоль струи и плоский спектр излучения являются свидетельствами того, что наблюдается излучение ряда перекрывающихся «свежих следов».

Коническую форму струи создает наблюдаемое увеличение ширины следа с удалением от ядра галактики. Очевидно, что оно не может происходить в результате расширения облака релятивистских электронов, поскольку образующиеся практически одновременно следы оказываются различной ширины, а должно быть связано с расширением самого объекта. Как говорилось выше, предположение о том, что выбрасываемые объекты являются плазмоидами приводит к противоречию с наблюдениями. Следовательно, объекты достаточно компактны—с плотностью, по крайней мере, звездной или большей. Если такой объект первоначально представляет собой единое плотное образование, то при его расширении на десятки парсек он полностью потеряет компактный характер, превратившись в облако разреженного газа. Поскольку объект сохраняет при расширении способность инжектировать релятивистские электроны, то его приходится считать состоящим из отдельных, удаленных друг от друга тел, каждое из которых является инжектором релятивистских электронов. Эта система из гравитационно слабо связанных тел должна обладать дисперсией скоростей, которая и приводит к возрастанию объема, занимаемого системой. Такую систему в дальнейшем будем называть «пучком». По-видимому, дисперсия скоростей, поперечных направлению струи, значительно больше, чем продольных, так как область оптического свечения узлов в М87 имеет вид лунки, то есть ее поперечный размер больше продольного. Подобный пучок получится, если составляющие его тела выбрасываются вдоль оси роди-

тельской галактики в пределах малого телесного угла. Аналогичный характер имеют узлы и у других выбросов [21].

Таким образом, наблюдаемые особенности сгруппированных выбросов дали возможность уточнить некоторые свойства образующих их объектов. Исходя из гипотезы о выбросе пучков, можно по наблюдаемой форме изофот следа оценить напряженность магнитного поля в нем и энергию инжектированных электронов. Кроме того, объясняются более тонкие особенности выбросов, в частности тот факт, что оптические узлы наблюдаются только в ближайшей к ядру галактики области струи.

3. *Излучение от струи в различных областях спектра.* Для оценки напряженности магнитного поля и энергии инжектированных электронов по наблюдаемой форме изофот нужно знать скорость v радиального движения пучка. В последнее время приводится все больше наблюдательных доводов в пользу того, что скорости движения узлов нерелятивистские (см., например, [8, 17]), в то время как предположение о релятивистских скоростях выброса встречается со значительными трудностями. Поэтому принимаем при дальнейших оценках $v \leq 10^9$ см с^{-1} .

Пусть расстояние излучающего узла от точки выброса пучка равно l , угол раствора струи -2θ и ψ — угол, составляемый осью конуса с лучом зрения. Тогда размер пучка d_{\perp} в направлении, перпендикулярном струе, равен

$$d_{\perp} = 2l \sin \theta \quad (1)$$

Характерное время τ_d потери энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение определяется равенством

$$\tau_d \approx 500 E^{-1} H^{-2}, \quad (2)$$

где E — энергия электронов, ответственных за излучение в данном интервале частот и H — напряженность магнитного поля. Зависимость частоты ν_c , соответствующей максимуму интенсивности синхротронного излучения, от энергии излучающего электрона и от H имеет вид

$$\nu_c \approx 6 \cdot 10^{18} E^2 H \sin \psi, \quad (3)$$

где ψ — угол между направлением поля и лучом зрения. В дальнейшем для простоты будем считать, что $\psi = \varphi$. Продольный видимый размер светящегося узла d_{\parallel} оценивается следующим соотношением:

$$d_{\parallel} \approx v \tau_d \sin \varphi, \quad (4)$$

при условии, что величина угла φ достаточно велика:

$$\sin \varphi > \frac{2l_1 \sin \theta}{v \tau_d}, \quad (5)$$

где l_1 — длина проекции струи на небесную сферу. Обозначим через k отношение d_2/d_1 , которое находится из наблюдений. Тогда по (1) и (4) имеем

$$EH^2 \approx \frac{250}{\sin \theta} \frac{v}{l_1} k \sin^2 \varphi. \quad (6)$$

При известных θ , l_1 , k , v и φ из (6), используя (3), можно оценить величины E и H . Например, для струи, исходящей из галактики NGC 6251, $\sin \theta \approx 0.025$ и на частоте $\nu_c = 1.4$ ГГц при $l_1 \approx 100$ кпс величина k порядка 0.1 [5]. Принимая $v \approx 10^9$ см·с⁻¹ и считая $\sin^2 \varphi \approx 1/2$, находим

$$H \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ э}, \quad E \approx 5 \cdot 10^4 \text{ т.с.}^2.$$

При фиксированном значении H в некоторой области струи отношение энергий электронов, обеспечивающих оптическое и, соответственно, радиоизлучение, равно

$$\frac{E_{\text{опт}}}{E_{\text{рад}}} \approx \left(\frac{v_{\text{опт}}}{v_{\text{рад}}} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Сопоставляя (7) и (6) находим, что

$$\frac{k_{\text{опт}}}{k_{\text{рад}}} \approx \left(\frac{v_{\text{опт}}}{v_{\text{рад}}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Таким образом, в рассмотренном случае $k_{\text{опт}} \approx 60$ и, следовательно, оптическое излучение должно испускаться очень узким слоем за пучком — толщиной ≈ 40 пс при его ширине около 5 кпс.

Если характер оптического свечения узлов в выбросе М 87 такой же, то поскольку из данных работы [12] следует, что $\sin \theta \approx 0.03$, $k_{\text{опт}} \approx 1$ и, по [17], $v \approx 10^9$ см·с⁻¹, имеем, полагая опять $\sin^2 \varphi = 1/2$, при $l_1 \approx 1$ кпс:

$$H \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ э}, \quad E \approx 2.5 \cdot 10^8 \text{ т.с.}^2.$$

Из наблюдений вытекает, что расстояние между узлами в выбросе М 87 на порядок превосходит их поперечник [12]. Поэтому, в соответствии с (8), продольные размеры области свечения в радиодиапазоне для каждой из конденсаций больше, чем расстояние между ними. Эти области перекрываются и радиоизображение струи представляется сплошным.

Если скорость инжекции релятивистских электронов из пучка остается приблизительно постоянной, то, вследствие увеличения объема, занимаемого пучком (не медленнее, чем $\sim t^2$), поверхностная яркость следа от данного пучка быстро уменьшается и при достаточно большом значении l он должен стать ненаблюдаемым в оптическом диапазоне. Вместе с тем, поскольку можно фиксировать в радиочастотах более слабые потоки, чем это удастся для оптического излучения, струя на этих расстояниях будет наблюдаться в радиодиапазоне. Таким образом, в соответствии с наблюдениями, струя в радиодиапазоне должна быть значительно длиннее, чем в оптическом. Видимое излучение исходит из прилегающей к центру оптической галактики области. Нетрудно видеть, что при наличии среди инжектируемых электронов столь энергичных, что они способны излучать в рентгеновском диапазоне, последнее должно исходить из области, еще более близкой к точке выброса пучков, чем оптическое излучение.

Поскольку размеры тел, составляющих пучок, малы по сравнению с поперечником струи, синхротронное излучение в оптическом диапазоне должно выходить из объема, малого по сравнению с объемом светящегося узла. Абсолютная величина самых ярких узлов в выбросе M 87 около -15^m [12], и отсюда значение средней концентрации электронов, ответственных за оптическое излучение, получается равным $10^{-7} + 10^{-8}$ см $^{-3}$. Вероятно, доля объема узла дающая синхротронное излучение, мала, а концентрация релятивистских частиц в следе значительно выше указанного значения. Во всяком случае, для узла с поперечником, равным d , эта доля не должна превышать d_0^2/d^2 , где d_0 — поперечник наиболее близкого к центру галактики и разрешенного узла.

4. *Возможные причины изломов струй.* Особенности изломов струй свидетельствуют о том, что, по крайней мере в ряде случаев, они не могут быть объяснены тем же путем, что и образование «радиохвостов», то есть движением «родительской галактики» (см., например, [7, 14]). Поэтому обсуждались альтернативные способы образования изломов, в частности, как результата приливного взаимодействия «жидкой струи» с конкретной соседней галактикой [14]. Однако при этом для «жидкости» приходится принимать очень малую скорость движения (≈ 500 км с $^{-1}$), и возраст источника, по мнению ряда авторов, получается слишком большим. Кроме того, такая модель не объясняет резких — до 60° — изломов, причем таких, что соседние изломы имеют противоположные направления. Не поддерживает сопоставления с наблюдениями струй предположение о возникновении изломов в результате неоднородности межгалактической среды, искривления магнитных силовых линий или действия потоков межгалактической среды, сметающих струю [18]. В предлагавшейся модели «пращи»

[19] вообще не должно быть таких структур, как изломы, наблюдающиеся у некоторых струй.

Если струя представляет собой излучающий след движущегося расходящегося пучка, то ее излом естественно связать с изменением направления движения всего пучка или части входящих в него объектов. Такое изменение может возникнуть в результате гравитационного взаимодействия тел, составляющих пучок, со встречаемыми на его пути массивными образованиями. Иногда эффекты, демонстрирующие подобную возможность, проявляются очень наглядно. Так, например, струя в NGC 6251 длиной более 300 кпс и совершенно прямолинейная до расстояния 186 кпс затем резко поворачивается более, чем на 10° и далее снова является прямолинейной [20]. В месте излома ее поверхностная яркость уменьшается в 4—5 раз, а угол раствора увеличивается. Создается впечатление, что пучки, инжектирующие в окружающую среду релятивистские электроны, встретили какое-то массивное образование и им частично рассеяны. Аналогичный характер имеет излом струи в радиоисточнике 3С 31.

Для оценки массы \mathcal{M} образования, способного изменить направление струн, скорость которой v , на малый угол χ , воспользуемся известным выражением для прицельного расстояния p :

$$p \approx \frac{2G\mathcal{M}}{v^2\chi}. \quad (9)$$

Величина p не должна быть существенно меньше радиуса струи. Полагая $p \gtrsim 1$ кпс и $\chi \approx 0.1$, находим, что $\mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot \approx 10^{10} (v/10^8)^2$. Для $v \approx 10^9$ см s^{-1} получается величина массы, соответствующая гигантской галактике, и, по-видимому, такое образование не осталось бы незамеченным. Однако, если предположить, что движение пучков замедляется и на расстоянии излома $v \lesssim 10^8$ см s^{-1} , то $\mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot \lesssim 10^{10}$, что соответствует галактике сравнительно малой светимости. Значение вероятности столкновения струи, среднее значение радиуса которой \bar{R} , на пути l с галактикой равно:

$$P_{ст} \approx \pi \bar{R}^2 l N_r, \quad (10)$$

где N_r — число галактик на единицу объема.

Если тот или иной радиоисточник со струйным выбросом входит в богатое скопление, то N_r может достигать величины $(3 \div 5) \cdot 10^{-5}$ кпс $^{-3}$ и даже больше. Тогда при $l \approx 100$ кпс и $R \approx 3$ кпс значение $P_{ст} \approx 0.1$, что является не очень малой величиной. Хотя высказанные соображения и сделанные оценки не дают оснований утверждать, что во всех случаях изломы струй вызваны столкновениями с массивными образованиями типа галактик, они позволяют рассматривать такие столкновения как одну из

возможных причин наблюдаемых изломов струй. По-видимому, тщательное исследование области изломов в оптическом диапазоне позволит проверить это утверждение.

В заключение заметим, что целью данной работы является объяснение имеющихся наблюдательных данных о струевидных выбросах из ядер галактик в рамках давно предложенной феноменологической модели. По нашему мнению, для решения вопроса о том, из каких тел состоят выбрасываемые пучки, данных пока недостаточно. Процессы, приводящие к выбросам из активных ядер галактик, неизвестны и для их понимания необходимы, прежде всего, совершенствование методики наблюдений и тщательный анализ устанавливаемых фактов.

Ленинградский государственный
университет

ON THE NATURE OF JET-LIKE FORMATIONS IN RADIOGALAXIES

V. G. GORBATSKY

The hypothesis proposed previously to account for observed jet-like formations in some radiogalaxies are briefly discussed. Many important facts can not be explained by any of these models, in particular, the presence of bright "knots" inside jet and sharp bends of jets. As it seems, the most plausible explanation of appearance of jets may be obtained on the assumption, that "bunches" of some small dense objects are ejected quasi periodically in the narrow cone from the nucleus of the galaxy. These objects are capable to emit relativistic electrons. On this assumption many observed features of jets may be understood, for example, the distribution of optical and radio brightness along the jet and the presence of bends. Magnetic field strength and energy of "optical" and "radio" electrons in jets of NGC 6125 and M 87 are estimated on this basis.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. De Young, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 14, 447, 1976.
2. S. M. Simkin, *Ap. J.*, 222, L55, 1978.
3. W. A. Christiansen, A. G. Pacholczyk, J. S. Scott, *Nature*, 266, 593, 1977.
4. R. J. Davis, D. Stannard, R. C. Conway, *M. N. RAS*, 181, 435, 1978.
5. P. S. Waggett, P. J. Warner, J. E. Baldwin, *M. N. RAS*, 181, 465, 1978.
6. S. F. Burch, *M. N. RAS*, 187, 187, 1979.
7. C. R. Mason, *M. N. RAS*, 187, 253, 1979.

8. *V. J. M. van Breugel*, *Astron. Astrophys.*, 81, 275, 1980.
9. *J. W. Sulentic, H. Arp*, *Ap. J.*, 233, 44, 1979.
10. *R. J. Schreier, E. Feigelson, J. Delvaile, R. Giacconi, J. Grndlay, D. A Schwartz, A. C. Fabian*, *Ap. J.*, 234, L39, 1979.
11. *H. R. Butcher, V. J. M. van Breugel, G. K. Miley*, *Ap. J.*, 235, 749, 1979.
12. *G. De Vaucouleurs, J. -L. Nieto*, *Ap. J.*, 231, 364, 1979.†
13. *R. Dufour*, *Ap. J.*, 226, L73, 1978.
14. *R. D. Blandford, V. Icke*, *M. N. RAS*, 185, 527, 1978.
15. *В. А. Амбарцумян*, *Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук*, 11, № 5, 9, 1958.
16. *H. Arp*, *Ap. J.*, 233, 44, 1979.
17. *Ю. Н. Парийский*, *Письма АЖ*, 6, 67, 1980.
18. *A. C. S. Redhead*, *Nature*, 276, 760, 1978.
19. *M. J. Valtonen*, *Ap. J.*, 227, L79, 1979.
20. *A. G. Willis, A. S. Wilson, R. G. Strom*, *Astron. Astrophys.*, 66, L1, 1979.
21. *J. W. Dreher*, *BAAS*, No. 4, part 1, 716, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.33+524.352

ПРОИСХОЖДЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК НА КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗДАХ

М. М. КАЦОВА, А. Г. КОСОВИЧЕВ, М. А. ЛИВШИЦ

Поступила 3 июля 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Рассмотрены газодинамические процессы, возникающие в результате обжига хромосферы красного карлика, при действии источника мощного нагрева частично ионизованной водородной плазмы в течение 10 с. При этом ионизация и потери на излучение водорода определялись отдельно для слоев, прозрачных и непрозрачных в линии $L\alpha$. В хромосферу вниз распространяется скачок температуры, перед которым формируется ударная волна. Поскольку радиационные потери существенны, сжатие в ударной волне велико. Образующееся на высоте ≈ 1500 км уплотнение с $n \geq 10^{15}$ см $^{-3}$, $T \sim 9000$ К и изменяющейся во времени толщиной от 1 до 10 км является источником оптического континуума, свойства которого хорошо согласуются с наблюдениями. Физическая причина появления белого свечения во вспышках, по-видимому, состоит в том, что уплотнение становится сильно непрозрачным в бальмеровских линиях. Бальмеровские потери уже не компенсируют нагрев и некоторое повышение температуры в уплотнении приводит к появлению непрерывного оптического излучения.

1. Физические процессы, происходящие во время вспышек на звездах типа UV Cet и на Солнце, по-видимому, во многом аналогичны [1]. На Солнце в жесткой фазе мощных солнечных вспышек высоко, на уровне нижней короны выделяется большая энергия, происходит ускорение электронов до энергий ~ 100 кэВ (ускорение протонов и тяжелых ядер — явление более редкое). Эта фаза, выделенная жестким рентгеновским всплеском, длится примерно 100 с, причем все импульсное событие, вероятно, состоит из отдельных «элементарных» всплесков продолжительностью ~ 10 с. В это время поток энергии (до $3 \cdot 10^{11}$ эрг/см 2 с, согласно рентгеновским данным) в виде квазиизотропных пучков субрелятивистских элек-

тронов и потоков тепла по силовым линиям магнитного поля инжектируется в основания магнитных арок. В хромосфере, в местах попадания пучка развиваются вторичные процессы: появление ярких точек в $H\alpha$, всплески в *EUV* и микроволновом (радио) диапазонах.

Вопрос об отклике солнечной хромосферы на нагрев большими потоками энергий хорошо изучен [2—4]. Впервые Н. Д. Костюк и С. Б. Пикельнером [2] выяснено, что характер процесса определяется возникающими при этом газодинамическими движениями. Ими показано, что перед медленно распространяющимся вниз скачком температуры возникает ударная волна, сжимающая и нагревающая газ. Возникновение движущегося вниз уплотнения (между фронтом ударной волны и скачком температуры) является характерной особенностью процесса. Для обычных солнечных вспышек это уплотнение оказывается прозрачным ($\Delta\tau_{5000} \ll 10^{-4}$) в непрерывном спектре.

Гипотеза о нетепловой природе вспышек на звездах типа *UV Cet* высказана впервые в 1954 г. В. А. Амбарцумяном [5]. Им же предполагалось, что излучение вспышки, особенно близ ее максимума, носит нетепловой характер. Г. А. Гурздян [6] привлекал для объяснения оптического излучения вспышек обратный комптон-эффект.

Идея об «обжиге» хромосферы звезды как возможной причине вспышек была высказана В. П. Грининым и В. В. Соболевым [7] и ими дан детальный расчет характеристик излучения области, предположительно располагавшейся между фотосферой и хромосферой. Рентгеновские наблюдения звездных вспышек и данные о внешних атмосферах красных карликов позволяют нам рассмотреть процесс на вспыхивающих звездах, аналогичный солнечному. При этом выявляется источник непрерывного оптического излучения, уточняется локализация, и его характеристики связываются с данными о рентгеновском излучении и с развитием процесса в целом.

2. К настоящему времени имеются рентгеновские наблюдения ряда вспышек на 5 звездах типа *UV Cet*. Светимость в мягкой рентгеновской области заключена в пределах 10^{30} — 10^{31} эрг/с ($\sim 10^{32}$ эрг за все время вспышки). Существенны наблюдения спектра самой мощной вспышки на звезде *AT Mic (dM4.5e)* с совокупностью эмиссионных линий *Fe XXV* около 6.6 кэВ [8]. Эти данные можно интерпретировать следующим образом: весьма жесткий пучок ускоренных электронов гибнет в плотной плазме, при этом его энергия эффективно преобразуется в мягкое рентгеновское излучение. Появление линий таких высокоионизованных ионов, как *Fe XXV* свидетельствует в такой модели о достаточно жестком пучке. Энергию нагревающего хромосферу пучка, например, для большой вспышки на звезде *YZ CMi (dM4.5e)* можно оценить так: в диапазоне 1—7 кэВ светимость близ максимума всплеска составляла $\sim 3.6 \cdot 10^{30}$ эрг/с [9]. При-

нимая, что в эту светимость «перерабатывается» заметная доля энергии ускоренных электронов и считая площадь вспышки, согласно оптическим наблюдениям $S = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$, получаем величину потока энергии $F_0 = 10^{12} \text{ эрг/см}^2\text{с}$, всего в 7 раз превышающую максимальное солнечное значение. Используя в дальнейшем дифференциальный спектр ускоренных электронов в виде $\nu(E) N(E) \sim E^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$ ($N(E)$, $\text{см}^{-3} \text{ кэВ}^{-1}$ — концентрация ускоренных электронов, $\nu(E)$, см/с — их скорость), принимаем $\gamma = 3$, что соответствует обычному жесткому всплеску на Солнце.

Итак, рассмотрим хромосферу звезды, на которую сверху в течение 10 с падает пучок ускоренных электронов со степенным спектром. При мягком спектре этот пучок будет гибнуть уже в верхней хромосфере; при жестком спектре эффекты в более глубоких слоях оказываются сильно выраженными. В короне и в верхней хромосфере над областями попадания пучка возникает мягкое рентгеновское и крайнее ультрафиолетовое излучение, также оказывающее влияние на нагрев хромосферных слоев.

Как и для Солнца, соответствующая система уравнений одномерной гравитационной газовой динамики в лагранжевых координатах имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= v, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{n} \right) &= - \frac{\partial v}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{1}{m_n} \frac{\partial p}{\partial \xi} - g, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} &= \frac{p}{m_n} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{m_n} \frac{\partial W}{\partial \xi} + P_c - L + Q, \\ W &= \kappa n \frac{\partial T}{\partial \xi}, \end{aligned} \tag{1}$$

где z — эйлерова координата — высота над фотосферой, уровнем с оптической толщиной в непрерывном спектре вблизи 5000 Å, равной 1; t — время, v — скорость, p — давление, n — плотность нейтральных и ионизованных водородных атомов, ϵ — внутренняя энергия, g — гравитационное ускорение, ξ — лагранжева переменная $d\xi = -ndz$, W — тепловой поток, T — температура, κ — коэффициент теплопроводности, P_c — мощность нагрева хромосферы ускоренными электронами, L — потери энергии на излучение, Q — мощность источников, поддерживающих начальное распределение температуры (волновой нагрев). Она принимается равной потерям на излучение, вычисляемым при значениях параметров соответствующей начальной мо-

дели. Система выписана для однотемпературного приближения с электронной температурой T_e , совпадающей с ионной T_i . Иначе говоря, предполагается, что в поверхностном слое нагреваются одновременно электроны и ионы. Вообще для решения поставленной задачи более корректно использовать двухтемпературное приближение [10]: нагрев электронов с последующей передачей энергии ионам. Здесь существенно, что эти два приближения отличаются тем, что при одном и том же нагревающим потоке величина T_e в однотемпературном приближении несколько (максимально до двух раз) меньше соответствующего значения в двухтемпературной модели — нагрев двух, а не только электронной компоненты плазмы. Тогда в нашем случае в хромосферу поступает несколько меньший поток тепла. Наши выводы остаются справедливыми и в двухтемпературном приближении, а нагревающий поток может быть принят несколько меньшим.

Плазма считается идеальным газом, состоящим только из водорода. Уравнение состояния с учетом частичной ионизации имеет вид

$$\epsilon = \frac{3}{2} \frac{k}{m_{\text{H}}} (1+x) T + \frac{\chi_{\text{H}}}{m_{\text{H}}} x, \quad (2)$$

$$p = k(1+x)nT,$$

где $x = n_e/n$ — степень ионизации, n_e — электронная плотность, k — постоянная Больцмана, $\chi_{\text{H}} = 13.6$ эВ — потенциал ионизации водорода. Заметим, что при использовании (2) для больших ξ вместо величины x бралась аналогичная величина x^* (см. ниже).

Система (1) имеет следующие граничные условия: нижняя граница рассматриваемой области $\xi = \xi_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{23}$ см⁻² выбрана достаточно глубоко в фотосфере, где принято, что движения отсутствуют, $v(\xi_{\text{max}}, t) = 0$. Определенных данных о коронах вспыхивающих звезд пока нет, поэтому верхнюю границу хромосферы $\xi = \xi_{\text{min}}$ будем считать свободно плавающей поверхностью, как это сделано в [3]. Влияние короны учитывается заданием постоянного внешнего давления $p(\xi_{\text{min}}, t) = p_0$. Величина давления в основании короны определена из предварительного анализа наблюдений коротковолновых линий, проведенных на IUE [11] для ряда холодных звезд. Так, для звезды ϵ Eri (K2 V) эта величина в три раза превышает солнечное значение. В дальнейших расчетах принята величина давления в основании короны красного карлика $p_0 = 0.3$ дин/см². Это фиксирует внешнюю границу на уровне $\xi_{\text{min}} = p_0/(m_g) = 3 \cdot 10^{18}$ см⁻². Граничное условие по температуре соответствует отсутствию теплового потока на нижней и верхней границе: $W(\xi_{\text{max}}, t) = W(\xi_{\text{min}}, t) = 0$.

Начальная модель атмосферы считается гидростатической, чтобы избежать появления движений в начальный момент за счет градиентов дав-

ления: $(1/m_{\text{H}})(\partial p/\partial z) = g$. Расчеты, однако, показали, что это условие не является обязательным. Для нижней хромосферы звезды спектрального класса dM1-2 с $T_{\text{в.ф}} = 3250$ К и $\lg g = 4.75$ принято $z = 1200$ км, $n = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и $T = 3000$ К [12]. Градиент температуры в хромосфере $\partial T/\partial \lg z$ принять ~ 1500 К, согласно данным о хромосферах красных карликов [13]. Он определяет распределение температуры в хромосфере, и при переходе от нижней границы ($z_{\text{max}} \sim \sim 10^{22}$ см $^{-2}$) к верхней ($z_{\text{min}} \sim 10^{19}$ см $^{-2}$) получаем на верхней границе $T \sim 7500$ К. Выбранный нами ход подтвержден недавно [14]. Протяженность хромосферы при этом ≈ 600 км. Для решения системы с заданными начальными и граничными условиями требуется определить функции нагрева и охлаждения.

Мощность, выделяемая ускоренными электронами из-за кулоновских потерь в частично ионизованной плазме, может быть записана в виде [2]:

$$P_e/n = xP_1(z) + (1-x)\beta P_2(z), \quad (3)$$

где $P_1(z)$ и $P_2(z) = 0.3 P_1(z)$ [15] — ионизационные потери в ионизованной и нейтральной средах соответственно, $n = n_{\text{H}} + n_{\text{HI}}$ — общая плотность. Коэффициент $0 \leq \beta \leq 1$ характеризует долю энергии ионизационных потерь, переходящую непосредственно в тепло. В солнечных расчетах малым вторым членом обычно пренебрегают потому, что при возбуждении ускоренным электроном нейтрального атома это состояние возбуждения атома снимается при излучении фотона, и нагрева при этом не происходит. В рассматриваемом нами случае больших плотностей нейтральных частиц в звездной хромосфере вероятность того, что после возбуждения не излучится квант, а произойдет удар II рода, возрастает. Величина этой вероятности равна $n_2 C_{21}/(A_{21} + n_2 C_{21})$ (n_2 — населенность 2-го уровня, C_{21} — скорость девозбуждения, A_{21} — вероятность радиационного перехода в линии L.) и, как следует из приводимых ниже результатов, изменяется от $\leq 10^{-6}$ до 10^{-2} . При больших оптических толщах в линии L. это означает эффективное превращение энергии в тепло вследствие неупругих соударений. Кроме того, при звездных вспышках в короне образуется область с мерой эмиссии $ME \geq 10^{53}$ см $^{-3}$ и $T_e \geq 3 \cdot 10^7$ К [8], которая сильно излучает в мягкой рентгеновской области. Поглощение этого излучения приводит к заметному нагреву слоев с $z \sim 10^{21}$ см $^{-2}$. Оба эти фактора учтены тем, что коэффициент β принят равным 1. Конкретно в расчете принимались: величина потока ускоренных электронов $F = 10^{12}$ эрг/см 2 с и показатель спектра $\gamma = 3$. Функция мощности нагрева ускоренными электронами $P_1(z)$ заимствована из расчетов Сыроватского и Шмелевой [16]:

$$P_1(\xi) = \frac{1}{2} a F_0 E_{10} (2a\xi)^{-3/2} \varphi(\xi) \text{ эрг/с,}$$

где

$$\varphi(\xi) = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \arctg \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi} - 1} - \frac{\xi}{\xi_0} \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi} - 1}, & \xi < \xi_0 \\ \frac{\pi}{2} & , \xi \geq \xi_0. \end{cases}$$

Здесь $\xi_0 = E_{10}^2/2a$, $E_{10} = 10 \text{ кэВ} = 1.6 \cdot 10^{-8} \text{ эрг}$

константа $a = 3.32 \cdot 10^{-37} \left(\ln E_{10}/m_e c^2 - \frac{1}{2} \ln n + 38.7 \right) \text{ эрг}^2 \text{см}^2$.

Видно, что нагрев примерно постоянен при $\xi \geq \xi_0$ и уменьшается как $\xi^{-3/2}$ выше (при $\xi < \xi_0$).

Рассмотрим далее функцию охлаждения. Газодинамические расчеты при различных предположениях о радиационных потерях энергии позволили выяснить ту необходимую степень точности определения потерь, превышение которой уже существенно не влияет на характер получаемого решения. Один из полученных при этом результатов очевиден: радиационные потери необходимо вычислять одновременно со степенью ионизации водородной плазмы. Это и было проделано для каждого момента времени. Во-вторых, оказалось возможным не проводить совместного решения уравнений газодинамики и переноса излучения для многоуровневого атома, а ограничиться приближенным методом вычисления потерь энергии. Он состоит в следующем: разобьем столб газа на две части, лежащие выше и ниже уровня с оптической толщиной в центре линии L_1 , равной критическому значению τ_{cr} . В верхнем прозрачном слое степень ионизации определяется как для солнечной короны

$$n_1 n_e q_1 = n_e n_p a \quad \text{или} \quad \frac{1-x}{x} = \frac{a}{q_1},$$

где $x = n_e/n$, q_1 — скорость ионизации электронным ударом атома водорода с основного уровня в $\text{см}^3/\text{с}$, n_e и n_p — плотности электронов и протонов.

Потери на излучение в линии L_1 в случае свободного выхода кванта из среды равны

$$L_L = 4\pi\epsilon_{L_1} = n_2 A_{21} h\nu_{L_1} = n_1 n_e C_{12} h\nu_{L_1}, \quad (4)$$

где ϵ_{L_1} эрг/см³ с стер — объемный коэффициент излучения, A_{21} — ве-

роятность перехода, ν_{L_2} — частота перехода в линии L_2 , C_{12} — скорость возбуждения электронным ударом в $\text{см}^3/\text{с}$.

В нижнем слое степень ионизации x^* и радиационные потери, связанные, в основном, с излучением в линии H_α , вычислялись с учетом того, что населенность 2-го уровня водородного атома определяется процессом многократного рассеяния L_2 -квантов. При этом для нас существен лишь основной результат решения уравнения переноса для двухуровневого атома: в достаточно глубоких слоях распределение населенностей между 2-м и 1-м уровнями оказывается бoльцмановским с температурой возбуждения, равной кинетической [17]. Считая, что это выполняется в слоях с $\tau_{L_2} > \tau_{ep}$ и обозначая там степень ионизации $x^* = n_e/n$, для достаточно плотной плазмы имеем:

$$\begin{cases} n_2/n_1 = (g_2/g_1) \exp(-\chi_{12}/kT), \\ n_1 n_e q_1 + n_2 n_e q_2 = n_e n_p (x - x_1), \end{cases} \quad (5)$$

где n_2 — число водородных атомов на 2-м уровне, g_1, g_2 — статистические веса уровней, χ_{12} — потенциал возбуждения 2-го уровня, q_2 — скорость ионизации электронным ударом со 2-го уровня. Рекомбинация на 1-й уровень, скорость которой x_1 , здесь исключается, ибо при заметной оптической толщине в лаймановском континууме возникающий при рекомбинации фотон с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ снова ионизует нейтральный атом (как при рассмотрении зон Стремгрена). Система (5) при известных n и T определяет $x^* = n_e/n$ и n_2 .

Потери на излучение в линии H_α вычисляются при этом как

$$L_B = 4\pi\epsilon_B = n_3 A_{32} h\nu_{H_\alpha} = n_2 n_e C_{23} h\nu_{H_\alpha}, \quad (6)$$

где a_3 — населенность 3-го уровня, A_{32} — вероятность перехода с 3-го на 2-й уровень в линии H_α , C_{23} — скорость возбуждения электронным ударом со 2-го на 3-й уровень.

Степень ионизации и радиационные потери водородной плазмы приведены на рис. 1 и 2. При расчетах к потерям энергии водородной плазмы добавлены потери на излучение отрицательных ионов водорода, металлов, высокоионизованных ионов (при $T > 2 \cdot 10^4 \text{ K}$) и при свободно-свободных и свободно-связанных переходах [4].

В проведенных газодинамических расчетах полученные в (4) потери в линии L_2 для случая свободного выхода L_2 -квантов из среды при $\tau_{ep} \gg 1$ умножались на вероятность P выхода L_2 -кванта из среды. Величина P зависит от вероятности выживания кванта при одном рассеянии $\lambda = A_{21}/(A_{21} + n_2 C_{21})$ и от среднего числа рассеяний \bar{N} [14]: $P = 1 - (1 - \lambda)\bar{N}$. Используя приближенное решение уравнения переноса [18],

имеем для полубесконечного слоя $P = 1 - [(1 - \lambda)/(1 - \lambda + \lambda L(\tau))]^{1/2}$.
 Функция $L(\tau)$ протабулирована в [19] и для больших τ имеет вид $L(\tau) = 1/2 \sqrt{\pi \ln \tau}$.

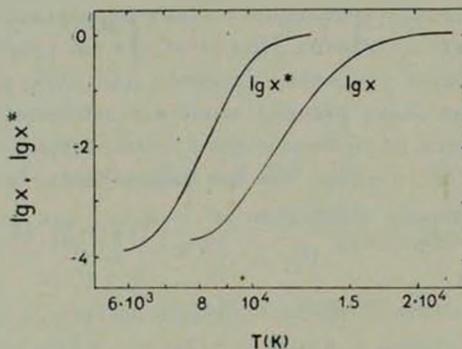


Рис. 1. Степень ионизации водорода x и x^* в прозрачных и непрозрачных в линии L_α слоях соответственно.

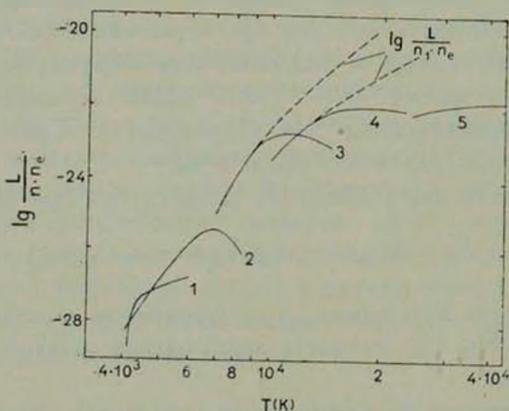


Рис. 2. Радиационные потери при $4 \cdot 10^3 < T < 4 \cdot 10^4$ К в случае свободного выхода соответствующих квантов на среды (формулы (4) и (5)), H^- — по [29], металлы — по [30]. Сплошные линии — $L/n_1 n_e$, пунктир — $L/n_1 n_e$. Размерность $[L] = \text{эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$.

Учет лаймановского излучения наиболее существен в начале газодинамического процесса. Для вычисления P принято, что при $n_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $C_{21} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ величина $1 - \lambda = 3 \cdot 10^{-6}$. При этом из расчета для изотермической атмосферы [17] следует, что с достаточной степенью точности больцмановское распределение между 1-м и 2-м уровнями устанавливается при $\tau_{кр} = 10^9$. Роль верхних прозрачных слоев со временем быстро падает, и в более поздние моменты выбор

численных значений $\tau_{кр}$ неважен. Поэтому $1 - \lambda$ и $\tau_{кр}$ считались постоянными.

В нижнем слое потери вычислялись непосредственно по (6), однако, когда $\tau_{Н_2}$ приближалась к 10^3 , мы предполагали, что вероятность выхода H_2 -фотонов с уровня $\tau_{Н_2} = 10^3$ равна 0.5. Это фактически означает завышение потерь из самых глубоких слоев.

Заметим, что в систему (1), записанную в лагранжевых координатах, функции нагрева и охлаждения подставлялись в единицах эрг/г·с, то есть учитывался множитель $1/m_H$. Эта система с описанными граничными и начальными условиями и вычисленными функциями потерь и нагрева решалась численно с использованием полностью консервативной разностной схемы [20, 21]. Данный метод обеспечивает выполнение на разностной сетке основных законов сохранения в газодинамике при наличии гравитационного поля. Пространственная сетка «сгущалась» в области резкого изменения рассчитываемых параметров. Временной шаг счета $10^{-3} - 10^{-4}$ с, этого достаточно для учета тепловой неустойчивости. При расчете ударных волн вводилась искусственная вязкость. Расчет одного варианта на ЭВМ БЭСМ-6 занимает около 5 часов.

Полученное численное решение (рис. 3) показывает, что при обжиге хромосферы красного карлика ускоренными электронами происходят аналогичные солнечным физические процессы. Хромосфера звезды очень быстро прогревается до глубины $\tau_0 = E_{10}^2/2\alpha \sim 2 \cdot 10^{19}$ см⁻². Движения еще практически отсутствуют, и плотность сильно нагретых слоев существенно измениться не успевает. От области образовавшегося скачка давления вверх и вниз распространяются два возмущения. Распространение возмущения вниз в последующие моменты времени описывается решением типа температурной волны II рода [22]. Она характеризуется движением скачка температуры (тепловой волны) с дозвуковой скоростью, перед фронтом которого образуется ударная волна. В течение некоторого времени тепловая волна «усиливает» ударную, но если процесс продолжается десятки секунд, то сильный отток газа вверх за фронтом тепловой волны останавливает процесс. Заметим, что сильное сжатие за фронтом движущейся вниз ударной волны связано с радиационными потерями, и наши численные результаты лишь подтверждают известную формулу Каплана [23]: $\rho_2/\rho_1 = m_H v^2/kT \sim 100$ (v — скорость за фронтом волны).

Между скачком температуры и фронтом ударной волны возникает уплотнение толщиной ~ 1 км, и его толщина к концу нагрева начинает превосходить 10 км (в солнечном случае оно на порядок толще). Плотность в возникшей конденсации несколько изменяется, все время превышая значение $n = 10^{15}$ см⁻³ (см. рис. 3). Температура в конденсации под-

держивается $\approx 8500\text{--}9000\text{ K}$ и соответственно степень ионизации составляет ≈ 0.07 . Скорость движения газа за фронтом распространяющейся вниз ударной волны $\sim 100\text{ км/с}$, наружу корональная плазма с $T \sim 3 \cdot 10^7\text{ K}$ течет со скоростью $\sim 1000\text{ км/с}$.

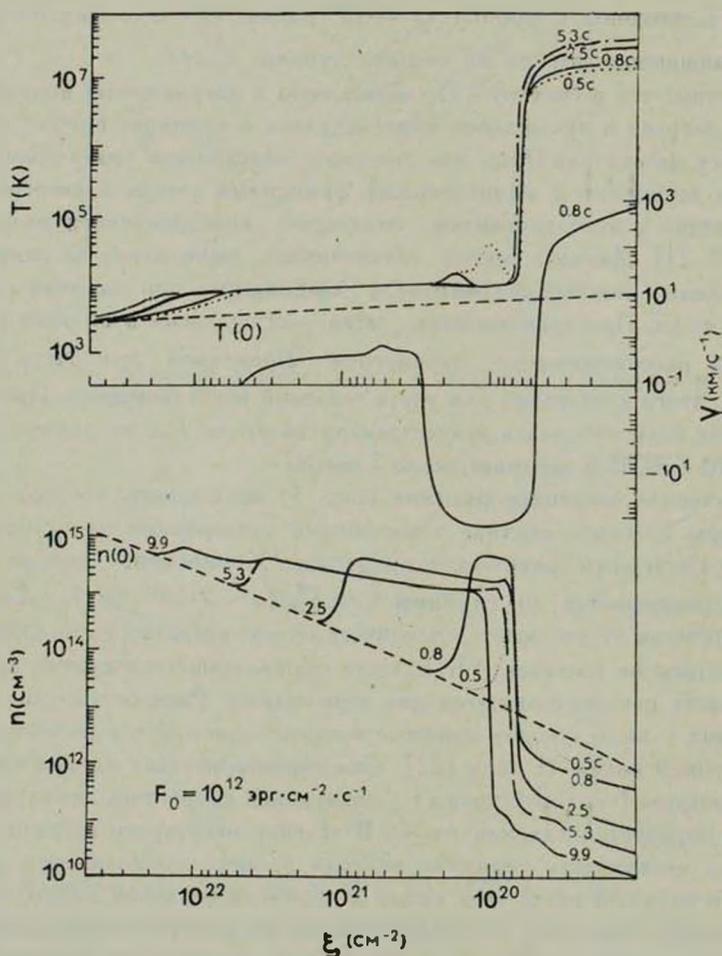


Рис. 3. Распределение плотности, температуры и скорости в различные моменты времени. Положительные значения скорости соответствуют удалению плазмы от поверхности звезды. Фотосфера расположена слева: $\Delta \xi = 10^{21}\text{ см}^{-2}$ при $n = 10^{15}\text{ см}^{-3}$ соответствует $\Delta z = 10^6\text{ см}$. Пунктир — начальная модель.

При нагреве ускоренными электронами конденсация с такими физическими параметрами возникает лишь при достаточной жесткости первичного пучка ($\gamma = 3$). Если пучок более мягкий ($\gamma > 3$), в соответствии со

всеми предыдущими солнечными рассмотрениями, эффекты на низких высотах по сравнению с процессами в короне ослабевают. Однако при больших нагревающих потоках возрастает роль поглощения мягкого рентгеновского излучения, и влияние уменьшения жесткости пучка проявляется не слишком резко. Заметим, что из солнечных расчетов следует, что максимальная плотность в конденсации примерно пропорциональна величине F_0 . При переходе от жесткого к мягкому спектру с $\gamma = 6$ максимальные скорости движения газа вниз уменьшаются до ~ 20 км/с. Основным фактором для образования конденсации является существование в течение нескольких секунд достаточного мощного нагрева.

3. В работе В. П. Гринина и В. В. Соболева [7] было высказано предположение о том, что оптическая вспышка на звездах типа UV Cet локализована между фотосферой и хромосферой в области с плотностью атомов водорода $10^{15} - 10^{17}$ см $^{-3}$. Подробно проанализировав излучение этой плотной плазмы с T от 5000 К до $2 \cdot 10^4$ К, авторы пришли к выводу о том, что свойства излучения такого источника хорошо согласуются с наблюдениями.

В рассмотренном нами газодинамическом процессе возникает источник оптического излучения с $n \gtrsim 10^{15}$ см $^{-3}$, $T \approx 9000$ К и толщиной $\Delta z \sim 10$ км, характеристики которого попадают в исследованный в [7] диапазон физических параметров. Этот источник формируется в результате динамического отклика звездной хромосферы на импульсный нагрев и располагается на высоте ≈ 1500 км над уровнем фотосферы ($\tau_{5000} \sim 1$).

Светимость вспышки при $\lambda \sim 4500$ А по отношению к светимости звезды можно выразить в виде

$$L_{\text{всп}}/L_* = \frac{S}{\pi R_*^2} \frac{B(T_{\text{всп}})}{B(T_{\text{эф}})} (1 - \exp -\Delta\tau_{4500}), \quad (7)$$

где $B(T)$ — функция Планка. В различные моменты времени оптическая толща в непрерывном спектре $d\tau_{4500} = a p_e d\xi$. Здесь $a(T, p_e)$ взято по таблицам [24] и при рассматриваемых значениях параметров определяется поглощением водорода. Проинтегрированная по всему уплотнению величина $\Delta\tau_{4500}$ для различных моментов времени приведена на рис. 4. При площади вспышки, как и прежде, $S = 3 \cdot 10^{18}$ см 2 , радиусе звезды $R_* = 0.3 R_\odot$, средней температуре конденсации $T_{\text{всп}} = 8900$ К и эффективной температуре звезды $T_{\text{эф}} = 3250$ К и, используя $\Delta\tau_{4500}$ для моментов времени от 3 до 8 с, по (7) получаем $L_{\text{всп}}/L_* \approx 0.7$. Разумеется, если подобная вспышка происходит на звезде с меньшим радиусом $\sim 0.1 R_\odot$, то $L_{\text{всп}}/L_* \approx 6.3$, что в фильтре В соответствует большой вспышке. Таким образом, рассматриваемый здесь механизм приводит к появлению заметного непрерывного оптического излучения.

Свойства излучения, возникающего при элементарном событии, можно определить, используя теоретические диаграммы Гринина и Соболева. При $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 9000 \text{ К}$ и толщине $\Delta z = 10 \text{ км}$ получаем $U - B = -1$ и $B - V = 0.5$, что согласуется с наблюдаемым бело-голубым свечением вспышки. При тех же параметрах для прозрачного водородного газа получаем величину бальмеровского скачка ~ 0.8 . Вообще говоря, такая величина является верхним пределом наблюдаемых значений. Реально вспышка состоит из набора таких элементарных всплесков. При этом цвет сильно не изменится, а бальмеровский скачок за счет появляющейся непрозрачности газа уменьшится по сравнению со случаем прозрачного газа.

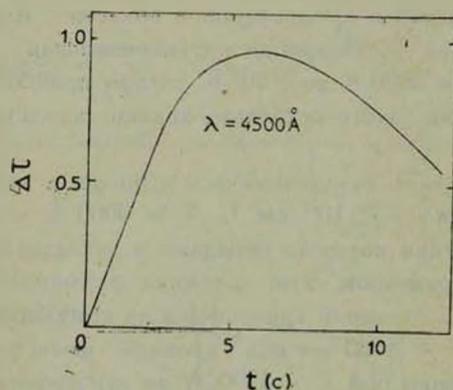


Рис. 4. Оптическая толщина уплотнения при $\lambda 4500 \text{ \AA}$ в различные моменты времени.

Если описываемые элементарные события, вытекающие из интерпретации временной структуры жестких рентгеновских всплесков, как и на Солнце, следуют друг за другом без заметных интервалов, то кривая блеска вспышки должна повторять характер изменения во времени нагревающего потока. Этот временной профиль аналогичен рентгеновскому всплеску при энергиях фотонов 5—10 кэВ (т. к. учитывается нагрев электронами и поглощение мягкого рентгеновского излучения). В этот же промежуток времени, который ниже для краткости будем называть временем нагрева (на Солнце — это жесткая фаза вспышки), следует ожидать проявления и всей совокупности нетепловых процессов.

Можно указать две возможности, когда при одновременном начале явления излучение в континууме будет продолжаться заметно дольше времени нагрева: а) Исчезновение конденсации происходит весьма медленно, особенно в рассчитанном нами варианте с двумя нагревающими импульсами (по 10 секунд с перерывом также 10 секунд). Мягкое рентгеновское излучение из короны может поддерживать температуру внутри конденса-

ции при ее газодинамической релаксации. б) В некоторых особых случаях из-за тепловой неустойчивости в ходе процесса в нижней короне могут возникать структуры с $T \sim 9000$ К и плотностями, характерными для хромосферы (подробнее см. [25, 26]). Эти структуры уносятся в корону восходящим потоком и за десятки секунд прогреваются. Если эти образования излучают в оптическом диапазоне, это может продлить вспышку.

4. При обжиге хромосферы звезды достаточно мощным потоком энергии, заключенном в анизотропном или изотропном потоке электронов, тепловом потоке или потоке ионизирующей радиации, развиваются характерные газодинамические процессы. При обжиге потоком $F_0 = 10^{11} - 10^{12}$ эрг/см² с в течение, по крайней мере, нескольких секунд между скачком температуры и фронтом ударной волны формируется достаточно плотная и горячая конденсация, способная излучать в оптическом континууме.

Причина появления непрерывного оптического излучения обнаруживается при сравнении звездной вспышки с солнечной. Для Солнца рассматриваемое уплотнение является источником излучения в бальмеровских линиях, в ярких точках больших вспышек [4, 27]. Хотя основной нагрев происходит вблизи температурного скачка в самой верхней части конденсации, внутренние ее части несколько прогреваются. Этот нагрев легко компенсируется потерями на излучение в бальмеровских линиях. Их резкая зависимость от температуры (см. рис. 2) приводит к тому, что баланс нагрева и охлаждения реализуется при температурах, не превышающих 8000 К. При этом степень ионизации x^* весьма мала, и оптическая толща конденсации $\Delta\tau_{5000} \sim 10^{-4}$ и, следовательно, непрерывное оптическое излучение оказывается пренебрежимо малым. Однако уже в этой первой физической ситуации (когда нагрев уравнивается бальмеровскими потерями) оптическая толща в центре линии H_α достигает значений ~ 100 . При некотором увеличении нагрева нейтрального и ионизованного компонентов плазмы величина τ_{H_α} сразу начинает превышать критическое значение ($\tau_{H_\alpha} = \tau_{кр} \sim 1000$), при котором выход H_α -квантов из среды оказывается затруднен. Бальмеровские потери уже не компенсируют нагрев, что является физической причиной повышения температуры в конденсации. В наших же расчетах это увеличение температуры было следствием некоторого завышения нагрева без учета уменьшения вероятности выхода H_α -квантов из среды. Рост температуры на 500—1000 К внутри конденсации и приводит к появлению заметного непрерывного оптического излучения при вспышке.

Как только оптическая толща в белом свете начинает превышать значения $3 \cdot 10^{-2}$, основным источником охлаждения становится излучение оптического континуума. В этой второй физической ситуации энергетический баланс приводит к температурам $\sim 10^4$ К. Этот источник охлажде-

ния чрезвычайно эффективен, и значительная часть нагревающего потока перерабатывается в оптический континуум. Хотя физические условия в звездной хромосфере не слишком отличаются от солнечных, увеличение плотности в начальной модели и уменьшение высоты однородной атмосферы при значительном нагреве оказывается достаточным для перехода от первой ко второй физической ситуации. С этим связан тот факт, что белая вспышка на Солнце — чрезвычайно редкое явление, тогда как появление оптического континуума является характерной отличительной чертой вспышек на звездах типа UV Cet.

Если развиваемые представления верны, то должно иметь место существенное различие в отношениях полных светимостей в рентгеновском и оптическом диапазонах для солнечных и звездных вспышек. Легко определить, что для слабых солнечных вспышек отношение мощности излучения в мягком рентгене к излучению в линии H_{α} : $L_x/L_{\text{опт}} > 1000$. Для жесткой фазы солнечных вспышек это отношение сильно уменьшается и при появлении белого свечения достигает нескольких единиц. Для звездных вспышек величина $L_x/L_{\text{опт}}$ должна быть еще меньшей (вплоть до 10^{-2}) ввиду указанной высокой эффективности переработки энергии нагрева в непрерывное оптическое излучение. Это теоретическое значение, согласующееся с имеющимся одновременным рентгеновскими и оптическими наблюдениями вспышки на звезде UV Cet противоречит, однако, косвенным выводам, содержащимся в [8]. Дальнейшие одновременные оптические и рентгеновские наблюдения смогут показать справедливость развиваемых представлений.

В оптическом диапазоне во время регистрации заметного непрерывного излучения в спектре следует ожидать следующие особенности. Прежде всего, в начале каждого элементарного события возникают области высоких температур, существенно превышающих 10^4 К. Только в этот момент возможно появление линий He I—He II. Линия H_{α} , как уже обсуждалось, возникает в конденсации, где газ движется в основной части вниз, но близ ее верхней границы происходит истечение газа с высокими скоростями. Оптическая толщина конденсации в центре линии H_{α} достигает 10^3 . Отсюда следует, что ширина профиля линии H_{α} во время регистрации белого свечения должна достигать больших значений, ~ 10 Å, и должна присутствовать красная асимметрия профиля. С исчезновением непрерывного оптического излучения линия H_{α} должна быстро сужаться. Средняя температура источника оптического излучения, по-видимому, не может сильно отличаться от 10^4 К. Можно считать, что все это согласуется с имеющимися оптическими наблюдениями [1, 28].

В этой статье мы фактически не касались того, что рассматриваемый процесс приводит к постепенному формированию в короне ударной волны

со скоростями, превышающими 1000 км/с. Поэтому должны наблюдаться явления, аналогичные солнечным радиовсплескам.

Авторы благодарны Р. Е. Гершбергу и В. В. Иванову за плодотворные дискуссии.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

Крымская астрофизическая
обсерватория

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

THE ORIGIN OF THE OPTICAL CONTINUUM OF FLARES ON RED DWARFS

M. M. KATSOVA, A. G. KOSOVICHEV, M. A. LIVSHITS

The dynamical response of the red dwarf chromosphere intensively heated during 10 seconds has been studied. The ionization and radiative losses of hydrogen have been determined for the optically thin and thick L_{α} — line layers separately. The temperature jump propagates downwards and the shock is formed in front of this thermal wave. The radiative losses being substantial, the density jump in this shock wave is great. The condensation with $n \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 9000 \text{ K}$ is formed at the height of about 1500 km above the photosphere, its depth varies in time from 1 to 10 km and it may radiate in the optical continuum. The characteristics of this radiation are consistent with observations. In the case of more intensive heating the optical depth in the Balmer lines becomes very large. The Balmer line losses cannot balance the heating and the temperature in this condensation increase. This is the main reason for the optical continuum origin.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
2. Н. Д. Костюк, С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 51, 1002, 1974.
3. Б. И. Сомов, А. Р. Спектор, С. И. Сыроватский, Труды физ. ин-та им. П. Н. Лебедева АН СССР, 110, 73, 1979.
4. А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц, Ю. П. Попов, Препринт ин-та прикл. матем. им. М. В. Келдыша АН СССР, № 68, 1980.
5. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
6. Г. А. Гурздян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
7. В. Л. Гринин, В. В. Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977.

8. S. M. Kahn, J. L. Linsky, K. O. Mason, B. M. Haisch, G. S. Bowyer, N. E. White, S. H. Pravdo, *Ap. J.*, 234, L 107, 1979.
9. J. Heise, A. C. Brinkman, J. Schrijver, R. Mewe, E. Gronenschild, A. den Boggende, *Ap. J.*, 202, L73, 1975.
10. В. Д. Дьяченко, В. С. Ишеник, *Журн. вычислит. матем. и мат.-физ.*, 3, 915, 1963.
11. J. L. Linsky et al., *Nature*, 275, 389, 1978.
12. J. L. Mould, *Astron. Astrophys.*, 49, 443, 1976.
13. W. L. Kelch, J. L. Linsky, S. P. Worden, *Ap. J.*, 229, 700, 1979.
14. L. E. Cram, D. J. Mullan, *Ap. J.*, 234, 579, 1979.
15. J. C. Brown, *Solar Phys.*, 28, 151, 1973.
16. С. И. Сыроватский, О. П. Шмелева, *Астрон. ж.*, 49, 334, 1972.
17. V. V. Ivanov, *Transfer of Radiation in Spectral Lines*, Washington, U.S. Gov. Print. Off., 1973.
18. В. В. Иванов, *Астрон. ж.*, 49, 115, 1972.
19. В. В. Иванов, З. Т. Щербаков, *Астрофизика*, 1, 31, 1965.
20. А. А. Самарский, Ю. П. Попов, *Разностные схемы газовой динамики*, Наука, М., 1975.
21. А. Г. Косовичев, Ю. П. Попов, *Журн. вычислит. матем. и мат. физ.*, 19, 1253, 1979.
22. П. П. Воловевич, С. П. Курдюмов, А. Н. Бусурина, В. П. Крус, *Журн. вычислит. матем. и мат. физ.*, 3, 159, 1963.
23. С. А. Каплан, *Межзвездная газодинамика*, Физматгиз, М., 1958.
24. G. Bode, *Kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären*, Kiel, 1965.
25. А. Г. Косовичев, *Препринт ин-та прикл. матем. им. М. В. Келдыша АН СССР*, № 167, 1979.
26. А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц, О. Г. Бадалян, *Астрон. цирк.*, № 1069, 1979.
27. Н. Д. Костюк, *Астрон. ж.*, 53, 361, 1976.
28. S. W. Mochnicki, H. Zirin, *Preprint Big Bear Sol. Obs.* 9184, Januar, 1980.
29. J. C. Hejduk, Y. Nakadawa, *Astron. Astrophys.*, 66, 385, 1978.
30. R. G. Giovanelly, *Solar Phys.*, 59, 293, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.33+524.352

БАЛЬМЕРОВСКИЕ ДЕКРЕМЕНТЫ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

Н. А. КАТЫШЕВА

Поступила 17 октября 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Проведен анализ бальмеровских декрементов (б. д.) звезд типа Т Тельца из нового каталога Кохена и Кухи [15]. Найдена тенденция к смещению средних б. д. с переходом от звезд спектральных классов G5—K5 к звездам K5—M5. Проводится сравнение наблюдаемых б. д. [15] с теоретическими, вычисленными на основе метода Соболева [17]. Показано, что по сравнению со звездами спектральных классов G5—K5 у звезд классов K5—M5 меньший вклад в общее излучение дает оболочка и большая доля эмиссии возникает в плотном газе у поверхности звезды.

1. *Введение.* В настоящее время существуют три группы моделей эмиссионных областей звезд типа Т Тельца, различающихся как по кинематике газа, так и по его физическим параметрам: модель хромосферного типа [1—3], звездный ветер [4—7] и аккреция вещества на поверхность звезды из остатков протозвездного облака [8]. Последний тип движений предполагается у звезд типа YU Ogi, обладающих характерными обратными P Cуг профилями [9, 10].

В связи с указанной неоднозначностью важное значение имеет определение параметров излучающего газа из тщательного анализа основных эмиссионных линий, например, бальмеровской серии водорода. С этой целью в КрАО были выполнены подробные расчеты [11, 12] относительных интенсивностей водородных линий для общего случая ударных и радиативных ионизации и возбуждения атомов и исследована зависимость бальмеровских декрементов (б. д.) от физических параметров излучающего газа. На основании этих расчетов Гринин [13, 14] проанализировал б. д. совокупности звезд типа Т Тельца из нового каталога Кохена и Кухи [15], спектральные классы которых заключены в интервале от G5 до K5. Ока-

залось, что примерно у 2/3 звезд линии водорода возникают в среде с параметрами, характерными для звездных оболочек: $n_e \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-2}$. Остальные наблюдаемые б. д. находятся в зоне «избегания» теоретических треков для однородных моделей и отражают реально существующую неоднородность физических условий в эмиссионных областях: наличие газа вблизи поверхности звезды и разреженной протяженной оболочки (см. также [15]). Сравнение теоретических и наблюдаемых б. д. показало, что эмиссия хромосферного происхождения в чистом виде не характерна для большинства звезд типа Т Тельца.

В настоящей работе, являющейся продолжением [12—14], проводится сравнение относительных интенсивностей линий бальмеровской серии, вычисленных на основе вероятностного метода Соболева [17], и совокупности наблюдаемых б. д. звезд типа Т Тельца из каталога Кохена и Кухи [15] со спектральными классами между K5 и M5.

2. *Анализ наблюдательных данных.* На рис. 1 представлены значения б. д. для звезд типа Т Тельца различных спектральных классов из [15], исправленные за покраснение по данным этой же работы. Крестиками на рис. 1 обозначены б. д. для звезд со спектральными классами от G5 до K5, точками — от K5 до M5. Для звезд более ранних спектральных классов средние значения относительных интенсивностей равны $\langle I_{H_2}/I_{H_3} \rangle = 6.9 \pm 3.2$, $\langle I_{H_4}/I_{H_3} \rangle = 0.4 \pm 0.2$, а для звезд более поздних $\langle I_{H_2}/I_{H_3} \rangle = 5.2 \pm 2.5$, $\langle I_{H_4}/I_{H_3} \rangle = 0.6 \pm 0.2$. Средние значения обозначены на рисунке квадратиками.

Статистический анализ показал, что различие средних значений двух совокупностей звезд при данных дисперсиях реально с доверительной вероятностью 0.99.

Сдвиг средних б. д. двух групп звезд наводит на мысль, что изменение б. д. связано с наличием околосредней пылевой оболочки, более мощной у звезд более ранних спектральных классов. Если принять межзвездный закон поглощения в оболочке, то для исправленных за покраснение в оболочке интенсивностей линий имеем

$$\lg(I_{H_2}/I_{H_3})_{\text{испр.}} = \lg(I_{H_2}/I_{H_3}) - 0.140 A_V,$$

$$\lg(I_{H_4}/I_{H_3})_{\text{испр.}} = \lg(I_{H_4}/I_{H_3}) + 0.064 A_V,$$

где A_V — ослабление света в полосе V^* в звездных величинах. Согласно этим формулам точки на рис. 1 должны сдвигаться влево и вверх, что указано стрелками для точек, соответствующих средним значениям. В данном случае по смещению б. д. двух групп звезд можно найти разность величин A_V для этих групп, равную $\Delta A_V = 0.9$.

Вопрос о существовании околозвездных пылевых оболочек очень сложен и до сих пор не решен [15, 18]. В 1974 г. Кухи [19] пришел к выводу о том, что существует связь между A_V и спектральным классом звезды (у звезд более поздних классов), свидетельствующая в пользу околозвездных оболочек. Найденное выше смещение согласуется с этим выводом.

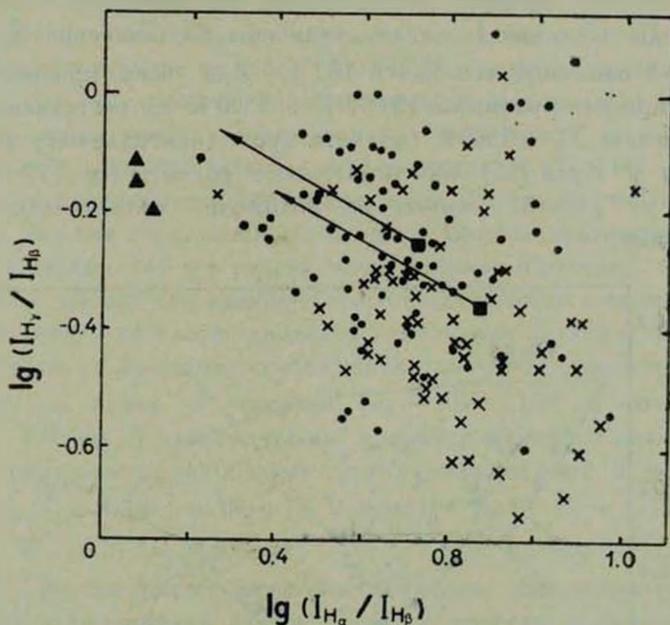


Рис. 1. ● — бальмеровские декременты в спектрах звезд типа Т Тельца спектральных классов K5—M5 по данным каталога Кохена и Кухи [15]. × — то же самое для звезд спектральных классов G5—K5. ■ — средние б. д. для двух совокупностей звезд: слева б. д. совокупности звезд K5—M5; справа — G5—K5. Стрелками указано направление сдвига б. д. вследствие межзвездного покраснения. ▲ — б. д. в спектрах вспыхивающих звезд в спокойном состоянии (по данным Гершберга [22] и Гринштейна [23]).

Однако в недавно опубликованной работе [15] Кохен и Кухи пишут, что новые данные не подтверждают вывода работы [19] о связи между A_V и спектральным классом: « A_V меняется от 0 до 3.5 звездных величин для одного и того же спектрального класса для много большего числа звезд», чем в [19]. Если это так, то приходим к заключению, что сдвиг б. д. при переходе от звезд более ранних спектральных классов к звездам более поздних классов вызван различием физических условий в эмиссионных областях звезд типа Т Тельца разных спектральных классов.

3. Сравнение теоретических и наблюдаемых бальмеровских декрементов. На рис. 2 изображены наблюдаемые б. д. для звезд типа Т Тельца

спектральных классов K5—M5 и теоретические кривые, вычисленные на основании вероятностного метода Соболева [17] с учетом всех существенных процессов возбуждений и ионизаций (см. [11, 12]). Каждой линии соответствуют определенные значения электронной температуры T_e , температуры звезды T_* , коэффициента дилуции W и электронной концентрации n_e . Вдоль кривой меняется значение вероятности выхода кванта из среды в линии L_{α} , т. е. величины β_{12}^0 (значения β_{12}^0 указаны сбоку: 5—5 означает, что $\beta_{12}^0 = 5 \cdot 10^{-5}$). Для всех кривых значения T_e и T_* приняты равными 15 000 К и 3500 К соответственно. Температура звезды $T_* = 3500$ К соответствует спектральному классу M2 по Кохену и Кухи [15]. Как показывают расчеты (см. [12—14]) параметры T_e и T_* слабо влияют на положение теоретических кривых на диаграмме.

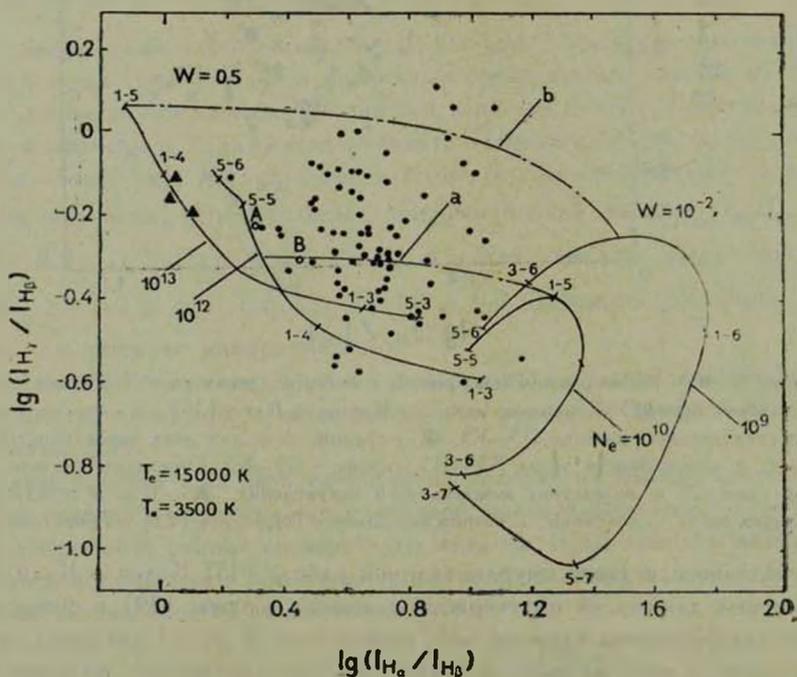


Рис. 2. ● — б. д. совокупности звезд спектральных классов K5—M5 по данным [15], ○ — б. д. в случае А и В планетарной туманности. Сплошные линии представляют теоретические б. д. для ряда значений параметров, штрих — пунктирные кривые соответствуют линейной комбинации зон с различной плотностью. ▲ — то же, что и на рис. 1.

На рисунке представлены два семейства кривых, отвечающие двум различным моделям: модели хромосферного типа (с высокой плотностью)

с $W = 0.5$, $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и оболочечной модели (с низкой плотностью) с $W = 10^{-2}$, $n_e = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Из рисунка видно, что б. д. большинства звезд лежат левее треков, соответствующих условиям оболочек, и выше хромосферных кривых. Примерно 1/4 часть точек лежит вдоль кривых с $W = 0.5$ и $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Из сравнения теоретических и наблюдаемых б. д. следует, что эмиссия чисто хромосферного происхождения присуща лишь небольшому числу звезд типа Т Тельца, что подтверждает вывод работ [13, 14, 16]. В то же время, в отличие от работ [13, 14], где основная часть б. д. группируется в области треков, соответствующих однородным оболочкам, большинство точек лежит в зоне, промежуточной между значениями высокой и низкой плотностей газа. Расчеты показывают [12—14], что в этой области отсутствуют кривые, соответствующие однородным моделям. Следовательно, эмиссии образуются как в зоне с высокой плотностью, вблизи поверхности звезды, так и в разреженных внешних областях.

На рис. 2 кривые, соединяющие теоретические треки с высокой и низкой плотностями, — результат линейной комбинации двух зон. Видно, что почти все точки на диаграмме соответствуют линейной суперпозиции б. д. возникающих в зонах с высокой ($n_e \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и низкой ($n_e \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$) электронными концентрациями. Кривая (а) получена в результате комбинации зон с параметрами $W = 0.5$, $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12}^0 = 8 \cdot 10^{-5}$ и $W = 10^{-2}$, $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12}^0 = 1 \cdot 10^{-5}$, кривая (б) — $W = 0.5$, $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12}^0 = 1 \cdot 10^{-5}$ и $W = 10^{-2}$, $n_e = 10^9$, $\beta_{12}^0 = 2 \cdot 10^{-6}$. Вдоль кривых меняется величина, характеризующая относительный вклад каждой из зон в общую эмиссию в линиях.

Отметим, что б. д., которые нельзя получить линейной комбинацией зон с высокой и низкой плотностями газа, можно объяснить, предположив, что существует радиативное взаимодействие между этими зонами [20].

Происхождение эмиссии как хромосферного типа, так и оболочечного может быть двояким. В хромосферном случае она может быть связана с активными областями на поверхности звезды, подобными активным областям на Солнце, либо с излучением газа за фронтом ударной волны при аккреции газа на звезду. В [13, 14] приведены свидетельства о возможном сосуществовании аккреции во внутренних слоях околосредней оболочки с оттоком газа на ее периферии. Возможными представителями таких систем являются звезды DM Tau [18] и RW Aur [21]. Излучение оболочечного типа может возникать в газе, оттекающем от звезды (модель звездного ветра), а при аккреции вещества — в протяженной оболочке до пересечения фронта ударной волны.

4. *Обсуждение.* Результаты, полученные в [13, 14] и здесь, показывают, что у звезд типа Т Тельца эмиссионные линии водорода могут возникать в протяженных оболочках, в условиях хромосферного типа, а также одновременно в двух зонах. Этот вывод отражает сложность физических процессов, протекающих в эмиссионных областях рассматриваемых звезд.

В данной работе выяснено, что имеется существенное различие между условиями образования линий у двух групп звезд типа Т Тельца. Для первой группы звезд, изученной в [13, 14], характерна в основном эмиссия оболочечного типа, а излучение хромосферного типа дает меньший вклад в наблюдаемую эмиссию. Звезды данной группы, видимо, имеют мощные излучающие оболочки.

Среди звезд K5—M5 есть такие, у которых линии водорода в основном образуются в плотных, близких к звезде слоях. Остальные б. д. лежат в области, соответствующей комбинации двух зон. Вероятно, у этих звезд менее мощные оболочки, чем у звезд первой группы, и большую роль играет «хромосферное» излучение.

Для сравнения на рис. 1, 2 нанесены б. д. вспыхивающих звезд в спокойном состоянии (они отмечены треугольниками) по данным Гершберга [22] и Гринштейна [23]. Эти точки находятся в области трека с $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, соответствующего излучению хромосферного типа.

Из сопоставления б. д. звезд типа Т Тельца разных спектральных классов и вспыхивающих звезд видно, что при переходе к звездам меньшей светимости увеличивается роль хромосферного излучения. Если принять предположение об эволюционной последовательности «фаза Т Тельца → фаза UV Кита» [24—27], то получаем, что звезды типа Т Тельца малых масс, превращаясь во вспыхивающие звезды, постепенно теряют оболочки и к началу стадии UV Кита в качестве эмиссионной области обладают лишь хромосферой.

В заключение автор выражает благодарность В. П. Гринину за советы и замечания.

Ленинградский государственный
университет

THE BALMER DECREMENTS OF T TAU STARS

N. A. KATYSHEVA

The analysis of the Balmer decrements (b.d.) of T Tau stars from the new catalogue by Cohen and Kuhi [15] has been carried out. The tendency to the displacement of average b.d. from stars with spectral classes G5 — K5 to K5 — M5 stars is obtained. The comparison of obser-

ved b.d. [15] with the theoretical ones calculated on the basis of Sobolev's method [17] has been made. It is shown that for stars with spectral classes K5—M5 in comparison with G5—K5 stars, the envelope gives smaller contribution to general emission and the largest part of emission originates in dense gas near the surface of the star.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. E. Gershberg, L. Luud, Preprint No-7, Tartu Obs., 1975.
2. S. Dumon, N. Heldman, L. V. Kuhl, R. N. Thomas, *Astron. Astrophys.*, 29, 199, 1973.
3. Р. Е. Гершберг, П. П. Петров, Письма АЖ, 2, 499, 1976.
4. L. V. Kuhl, *Ap. J.*, 140, 1409, 1964.
5. L. A. Wilson, *Ap. J.*, 197, 365, 1975.
6. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, *Астрон. ж.*, 53, 742, 1976.
7. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, Письма АЖ, 6, 34, 1980.
8. R. K. Ulrich, *Ap. J.*, 210, 377, 1976.
9. M. F. Walker, *Ap. J.*, 175, 89, 1975.
10. L. V. Kuhl, *P. A. S. P.*, 87, 502, 1975.
11. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, *Изв. Крымской обс.*, 62, 1980.
12. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, *Изв. Крымской обс.*, 62, 1980.
13. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 16, 241, 1980.
14. В. П. Гринин, в сб. «Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро», под ред. Л. В. Мирзояна, Ереван, 1980, стр. 162.
15. M. Cohen, L. V. Kuhl, *Ap. J., Suppl. ser.*, 41, 743, 1979.
16. L. E. Strom, *Ap. J.*, 234, 949, 1979.
17. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1947.
18. A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Strom, *Ap. J., Suppl. ser.*, 30, 307, 1976.
19. L. V. Kuhl, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 15, 47, 1974.
20. В. П. Гринин, *Изв. Крымской обс.*, 62, 1980.
21. П. П. Петров, в сб. «Вспыхивающие звезды, фюоры и объекты Хербига—Аро», под ред. Л. В. Мирзояна, Ереван, 1980, стр. 93.
22. Р. Е. Гершберг, *Астрон. ж.*, 51, 552, 1974.
23. J. L. Greenstein, *P. A. S. P.*, 89, 304, 1977.
24. G. Haro, in "Symposium on Stellar Evolution", La Plata, 1962, p. 37.
25. G. Haro, in "Nebulae and Interstellar Matter", v. 7, 1968, p. 141.
26. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 6, 31, 1970.
27. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, в сб. «Вспыхивающие звезды», под ред. Л. В. Мирзояна, Ереван, 1977, стр. 63.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.31

МЕХАНИЗМ НАГРЕВА ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Э. Я. ВИЛЬКОВИСКИЙ

Поступила 10 июня 1980

Принята к печати 4 ноября 1980

Показано, что под действием силы лучистого давления ионы элементов типа C III могут двигаться с высокими скоростями (порядка 10^8 см/с) относительно плазмы звездного ветра. Это приводит к нагреванию внешних областей звездного ветра до температуры $T \sim 2 \cdot 10^5$ К. Определены условия действия указанного механизма нагрева.

Спектры многих звезд классов O—B (I, III), содержат в области далекого ультрафиолета эмиссионные линии ионов углерода, азота, кремния и кислорода. Значительные интенсивности и характерные (типа P-Cyg) профили этих линий свидетельствуют о большой потере массы звездами ранних классов, $\dot{M} \sim (10^{-6} + 10^{-8}) M_{\odot}/\text{год}$. Ширины профилей поглощения (в коротковолновых крыльях линий) указывают на скорость истечения звездного ветра $V_{\infty} \approx (1 + 3) \cdot 10^8$ см/с, [1].

Неожиданным результатом спектральных наблюдений на спутнике «Коперник» оказалось присутствие в спектрах, наряду с линиями ионов C III, C IV, N III и др., также линий ионов с высокими потенциалами ионизации — NV и O VI. Этот факт потребовал специальных объяснений, поскольку при температуре истекающего вещества, близкой к эффективной температуре излучения звезд ($T \sim T_{\text{eff}}$, так называемый «холодный ветер»), количество таких ионов должно быть ничтожно малым. Объяснить их присутствие удастся лишь предполагая нагревание истекающего вещества до более высоких температур, $T \sim 2 \cdot 10^5$ К $\gg T_{\text{eff}}$. При этом допускаются два типа моделей: 1. Комбинированная модель с тонкой, порядка десятой доли звездного радиуса «горячей» короной ($\Delta R \sim 0.1 R_*$; $T \approx$

$\approx 5 \cdot 10^6$ К) расположенной в основании «холодного ветра» [2]. 2. «Теплый ветер» с температурой $T \sim 2 \cdot 10^5$ К [3, 4].

В обоих случаях источником нагревания звездного ветра считается диссипация потока газодинамических возмущений (ударных волн), возбуждаемого большим потоком излучения звезды (в отличие от Солнца, конвективный источник шума исключен для звезд ранних классов). Идея такого механизма нагрева оболочек звезд ранних классов была предложена Хирном [5] и развита в работах других авторов. Однако расчеты мощности генерации звука потоком излучения содержат много неопределенностей, так что выбор между моделями типов 1—2 затруднен.

В настоящей работе рассмотрен иной механизм нагревания оболочек звезд с большим лучистым давлением, который можно назвать кинетическим. Обычно считают, что направленная скорость ионов элементов, сильно взаимодействующих с излучением звезды, мала по сравнению с их тепловыми скоростями вследствие большой силы трения, обусловленной столкновениями с положительными ионами в плазме. Более подробный анализ позволяет определить условия, при которых скорость ионов относительно плазмы резко возрастает, так что рассеиваемая ими мощность способна нагревать плазму звездного ветра до высокой температуры.

На ион в потоке излучения действует средняя сила лучистого давления

$$F_L = \frac{1}{c} \Phi(\nu) f_{\nu} \frac{\pi e^2}{m_e c}, \quad (1)$$

$\nu \Phi(\nu)$ — спектральная плотность потока излучения на частоте перехода иона, f_{ν} — сила осциллятора для электронного перехода иона, c — скорость света. Оценка силы лучистого давления и эффективного радиационного ускорения g_L (силы, действующей на грамм вещества) была сделана в пионерских работах Люси и Соломона [6]; более точно, с учетом многих переходов в различных ионах величина g_L была рассчитана в работе Мак Грегора и др. [7]. В этой работе показано, что величина g_L для В—О звезд превосходит гравитационное ускорение g на 1—3 порядка при температуре плазмы $T \sim (10^4—10^5)$ К, однако быстро падает при $T > 2 \cdot 10^5$ К, поскольку резонансные линии соответствующих ионов оказываются далеко вне максимума спектральной плотности энергии излучения. Теория генерации звездного ветра под действием силы лучистого давления учитывает также образование глубоких линий поглощения на частотах переходов соответствующих ионов. Эффективная сила лучистого давления при этом определяется величиной оптической толщины в линии, которая зависит от плотности и ускорения вещества, $\tau = \tau(\rho, dV/dr)$ [8].

В настоящей работе мы будем интересоваться группами ионов, направленные скорости которых больше среднеквадратичных значений ско-

рости ионов данного типа, так что их доплеровские сдвиги больше ширины линии поглощения, и поэтому поглощением будем пренебрегать.

Среднюю силу давления радиации на один ион удобно выразить через величину радиационного ускорения g_L , рассчитанную в работе Мак Грегора и др. [7] для различных значений эффективной температуры звезды T_{eff} и температуры плазмы T (величина g_L рассчитана для расстояния $R = 1.7$ радиуса звезды R_*).

$$F_L(R) = \frac{g_L A}{\sum \alpha_i} \left(\frac{R}{1.7 R_*} \right)^{-2},$$

где $A \approx 2 \cdot 10^{-24}$ — средний атомный вес, α_i — обилие наиболее распространенных элементов (кроме гелия и водорода), $\sum \alpha_i \approx 10^{-3}$. Получим в численном выражении:

$$F_L(r) \approx 5.8 \cdot 10^{-17} g_4 r^{-2}, \quad (2)$$

где $r = R/R_*$ — расстояние от центра звезды, выраженное в звездных радиусах, $g_4 = g_L/10^4$.

Сила трения при движении иона с зарядом Z со скоростью v в водородной плазме может быть приближенно записана в виде

$$F_T \approx v m_e \nu_{ez} \left(1 + \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \frac{1}{1 + (v/v_{tr})^3} \right), \quad (3)$$

где m_e и m_p — массы электрона и протона; v_{tr} — средняя тепловая скорость протонов, $\nu_{ez} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{Z^2 e^4 N \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (kT)^{3/2}}$ — частота соударений тепловых электронов с ионом Z ; N — электронная плотность, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

Второй член в скобках описывает вклад силы трения со стороны протонов плазмы. Эта сила в $\sqrt{m_p/m_e} \sim 43$ раза больше силы электронного трения ($F_e = v m_e \nu_{ez}$) при $v \ll v_{tr}$, однако резко падает (как $(v_{tr}/v)^3$) при $v > v_{tr}$, и тогда сила трения определяется электронами. Как впервые отмечено А. В. Гуревичем [9], рассмотревшим движение многозарядных ионов в плазме в электрическом поле, переход ионов в состояние с высокой скоростью $v \gg v_{tr}$ возможно непосредственно из состояния $v < v_{tr}$ вследствие своеобразного „туннельного эффекта“, обусловленного видом функции распределения скоростей ионов Z (рис. 1). На рис. 1 кривая изображает ход силы трения (3), стационарные значения \bar{v}_1 , \bar{v}_2 средней скорости ионов Z определяются равенством $F_L = F_T$. При $F_L > F_1$ становится возможным переход $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$.

(пунктир), при $F_L \gg F_k$ большинство ионов Z переходит в состояние с высокой направленной скоростью \bar{v}_2 . Хотя природа регулярной силы, действующей на ионы Z , в нашем случае иная, основные результаты работы Гуревича [9] справедливы, и мы получим $F_k \approx 1.2 F_1$,

$$F_1 \approx \left(\frac{3m_e}{2\pi M_z} \right)^{1/3} Z^2 \frac{4\pi e^4 N \ln \Lambda}{kT},$$

где M_z — масса иона Z .

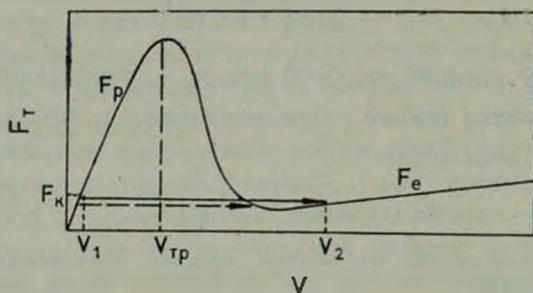


Рис. 1. Переход ионов в состояние с большой направленной скоростью под действием регулярной силы.

В численном выражении,

$$F_k \approx 7.8 \cdot 10^{-16} q \frac{Z^2 N_{10}}{T_4} \text{ дн}, \quad (4)$$

где $q \sim 1$ меняется слабо (в численных оценках будем ею пренебрегать), N_{10} — электронная плотность в единицах 10^{10} см^{-3} , T_4 — температура плазмы в единицах 10^4 К . Сравнивая (2) и (4), получим, что для перехода в состояние с высокой скоростью необходимо $F_L > F_k$, то есть

$$g_1 \geq 12 \cdot r^2 Z^2 \frac{N_{10}}{T_4}. \quad (5)$$

Характерная величина $g_L \approx 7 \cdot 10^5 \text{ г/см}^2$ при $T_{eff} \sim 3 \cdot 10^4 \text{ К}$. Таким образом, переход в состояние с высокой скоростью возможен при $T \sim T_{eff}$, $N \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Считая $T \approx T_{eff}$, мы можем определить условие перехода $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$ через параметры звездного ветра с помощью уравнения неразрывности течения

$$4\pi R^2 V \rho = \dot{M}, \quad (6)$$

где \dot{M} — скорость потери массы звездой, ρ — плотность, V — скорость течения, $R = r R_*$ — расстояние от центра звезды.

Выражая отсюда электронную плотность $N \simeq \rho/A \equiv \dot{M}/(4\pi R^2 VA)$ и подставляя в (5), получим в численном выражении

$$V_7 > V_7^k \simeq \frac{21}{g_4} \frac{M_6 Z^2}{r_{*5}^2 T_4} \quad (7)$$

где V_7 — скорость потока в единицах 10^7 см/с, M_6 — скорость потери массы в единицах $10^{-6} M_\odot/\text{год}$, r_{*5} — радиус звезды в единицах $50 R_\odot$. При характерных значениях параметров сверхгиганта $M_6 \sim 1$, $r_{*5} \sim 1$, $g_4 \simeq 70$, $T_4 \simeq 3$ и для $Z = 2$ (С III) получим $V \geq 4 \cdot 10^6$ см/с.

Таким образом, условия для перехода ионов во второе состояние достигаются обычно в области сверхзвукового течения и не выполняются нигде, если $V^k > V_-$. Легко видеть, что при выполнении условия (5) и (7) происходит быстрое нагревание плазмы. Для этого рассмотрим уравнение теплового баланса плазмы

$$\frac{d}{dt} (2NkT) = W_+ - W_-, \quad (8)$$

где $W_+ = N_2 F_L v_2$ — мощность, рассеиваемая ионами, движущимися со скоростью v_2 (их плотность $N_2 \simeq \alpha N n_2$); W_- — мощность охлаждения, которую во внешней части звездного ветра (оптически тонкой) можно приближенно считать равной излучательной способности плазмы W_R (при $T > T_{eff}$). В области $T \sim 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ К, $W_R \simeq \beta T_4 N^2$, ($\beta \simeq 10^{-22}$ эрг см³/с); при $T > 2 \cdot 10^5$ К, W_R быстро падает ($W_R \propto T^{-2}$) [10]. Таким образом, уравнение теплового баланса имеет вид

$$\frac{d}{dt} (2NkT) \simeq \alpha N n_2 F_L \bar{v}_2 - \beta T_4 N^2.$$

С учетом $v_2 = F_L/(m_e v_{e2}) \simeq 4.8 \cdot 10^6 T_4^{1/2} F_L/F_k$ см/с (при $F_L > F_k$), $F_L \simeq 5.8 \cdot 10^{-17} g_4 r^{-2}$; $N_{10} \simeq 4.5 \cdot 10^{-3} (g_4 T_4)/(r^2 Z^2)$; $F_k \simeq 7.8 \cdot 10^{-16} Z^2 (T_4/N_{10}) \times \ln T_1/N_{10}$, получим в численном выражении

$$\frac{dT}{dt} \simeq 4 \cdot 10^5 \frac{g_4}{r^2} \frac{N_k}{N} \left[2.8 \cdot 10^{-3} n_2 T_4^{1/2} - 0.8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_{04}}{Z_{eff}} \right)^2 \left(\frac{N}{N_k} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь электронную плотность N в выражении для W_- мы выразили через ее критическое (переход $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$) значение, поэтому во втором члене в скобках T_{04} — исходное значение температуры холодного ветра, $T_{04} \simeq T_{eff}$; величина Z_{eff} возрастает по мере нагревания и дальнейшей ионизации плазмы. Поскольку исходные значения $T_4/Z_{eff} \sim 1$, полагая $N/N_k = 1$, найдем из (9), что при переходе ионов во второе состояние ($n_2 \geq 0.3$) всегда происходит разогрев ветра*.

* В силу условия (5) нагревание плазмы способствует переходу $v_1 \rightarrow v_2$.

Максимальная температура $T_m \sim 2 \cdot 10^5$ К достигается за время $t \lesssim 10^3$ с при $g_1 \gtrsim 10$, $r \sim 1.1$. Разогрев приведет к изменению скорости течения, поэтому для получения полной картины изменения параметров плазмы следует решать уравнения течения звездного ветра с условием „включения“ добавочного механизма нагрева при достижении условий $N \leq N_k$ или $V(r) \geq V^*$ (7). Если скорость истечения имеет неоднородности, переход к состоянию v_2 и нагревание происходят преимущественно в зонах высокоскоростного течения.

Сила лучистого давления на ионы с большим зарядом (типа O VI, NV) резко падает, поэтому такие ионы будут находиться обычно в состоянии с малой относительной скоростью \bar{v}_1 , нагревание плазмы уменьшается и рост температуры ограничен величиной $T \lesssim 2 \cdot 10^5$ К.

Обсудим основные выводы работы и сопоставим их с данными наблюдений.

1. Применяя критерий действия кинетического механизма нагрева (7) к звездам, для которых имеются оценки потери массы, найдем, что звездный ветер большинства звезд O—В класса должен быть нагрет до температуры $T \sim 2 \cdot 10^5$ К. Вместе с тем в отдельных случаях аномально большой поток массы или малая скорость течения исключают переход к состоянию \bar{v}_2 и в этих случаях ветер может остаться «холодным». Такой вывод не противоречит наблюдениям.

2. Поскольку нагревается лишь внешняя область течения, где $N \leq 10^{10}$ см⁻³, оценка меры эмиссии «теплого» ветра не превышает верхнего предела полученного из наблюдений в рентгеновской области спектра ($\epsilon \sim 0.25$ кэВ) (по данным HEAO-B спутника [11]).

3. Скорости ионов относительно плазмы во втором состоянии (v_2) велики,

$$\bar{v}_2 \simeq 4.8 \cdot 10^6 T_4^{1/2} F_L / F_k;$$

при $T \approx 10^5$ К, $F_L \sim (1 \div 10) F_k$, $\bar{v}_2 \approx (1.5 \div 15) \cdot 10^7$ см/с.

Отсюда следует вывод, что оценки скорости потока плазмы по сдвигу линий ионов типа C III, (малые Z , большое лучистое давление) завышены на величину \bar{v}_2 : $v_{CIII} = V + \bar{v}_2$. Вместе с тем, кажущееся ранее парадоксальным уменьшение скорости ионов типа O VI по сравнению с низкотемпературными (типа C III) ионами находит простое объяснение: ионы O VI находятся в состоянии v_1 и, следовательно, сдвиги их линий характеризуют истинную скорость потока ветра,

$$v_{OVI} \approx V.$$

Таким образом, предложенный здесь механизм нагрева способен объяснить основные факты наблюдений горячих звезд в области далекого ультрафиолета. Сказанное не исключает вклада гидродинамического механизма нагрева, поскольку течение под действием лучистого давления заведомо неустойчиво, особенно вблизи звуковой точки. Однако эта неустойчивость (*imperfect flow*) будет проявляться скорее в переменности спектров, а нагревание плазмы обеспечивается кинетическим механизмом при достижении критических условий.

Астрофизический институт
АН Каз. ССР

HEATING MECHANISM FOR STELLAR WINDS OF EARLY-TYPE STARS

E. Ya. VILKOWISKY

It is shown that radiation pressure forces can move C III-type ions with high velocity (about 10^8 km/s) relative to the stellar wind plasma. This leads to the heating of the upper regions of expanding envelopes of early-type stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. P. Snow, D. C. Morton, *Ap. J.*, Suppl. ser., 32, 429, 1973.
2. J. P. Cassinelli, G. Olson, R. Stallo, *Ap. J.*, 220, 573, 1978.
3. H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogerson, *Astron. Astrophys.*, 66, 417, 1978.
4. H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, *Ap. J.*, 219, 504, 1978.
5. A. G. Hearn, *Astron. Astrophys.*, 40, 355, 1975.
6. L. B. Lucy, P. M. Solomon, *Ap. J.*, 159, 879, 1970.
7. K. B. MacGregor, L. Hartmann, J. C. Raymond, *Ap. J.*, 231, 514, 1979.
8. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 27, 81, 1950.
9. А. В. Гуревич, *ЖЭТФ*, 40, 1825, 1961.
10. Э. Я. Вильковиский, С. О. Обащев, *Физика корональных структур*, Алма-Ата, 1979.
11. J. P. Cassinelli, J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, *P.A.S.P.*, 90, 496, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.31

О ДЕФИЦИТЕ ИЗЛУЧЕНИЯ SHELL-ЗВЕЗД В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ

Я. Н. ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 23 февраля 1980

Принята к печати 21 января 1981

Проведено статистическое исследование распределений специально подобранных фотометрических параметров всех известных shell и нормальных Be-звезд. На основе результатов исследования сделан вывод о наличии у shell-звезд дефицита ультрафиолетового излучения, что, по нашему мнению, обусловлено ощутимой оптической толщиной газовых оболочек shell-звезд в бальмеровском континууме. Различия в мощности излучения газовых оболочек shell и нормальных Be-звезд не обнаружено. Подтверждено мнение о том, что shell-звезды характеризуются более поздними спектральными классами, чем нормальные Be-звезды.

1. *Введение.* В работе [1] нами было обращено внимание на тот факт, что некоторые звезды класса Be характеризуются аномально большими бальмеровскими скачками. В конкретных случаях (EW Lac, 48 Lib, ζ Tau) аномальность отчетливо выражалась в виде дополнительного абсорбционного (а не эмиссионного) скачка, смещенного от «звездного» скачка в сторону коротких волн.

С другой стороны, не менее важным оказалось следующее обстоятельство: почти все объекты с аномальными скачками классифицированы как shell-звезды. В свете указанных фактов было сделано заключение, что у исследуемых в работе [1] shell-звезд газовые оболочки характеризуются ощутимой непрозрачностью в бальмеровском континууме.

Цель настоящей работы заключается в выяснении наличия дефицита ультрафиолетового излучения в shell-звездах на основе статистического исследования специально подобранных фотометрических параметров известных по литературе звезд такого рода.

2. *Методика исследования.* Будем исходить из общепринятой модели, согласно которой излучение звезды класса Ве есть сумма излучений газовой (водородной) оболочки и обычной В-звезды. Тогда справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} (U-V)^{Be} - (U-V)^* &= -2.5 \lg \{1 - \beta + \beta 10^{-0.4[(U-V)^{г.о.} - (U-V)^*]}\}, \\ (B-V)^{Be} - (B-V)^* &= -2.5 \lg \{1 - \beta + \beta 10^{-0.4[(B-V)^{г.о.} - (B-V)^*]}\}, \\ (V-K)^{Be} - (V-K)^* &= +2.5 \lg \{1 - \beta + \beta 10^{0.4[(V-K)^{г.о.} - (V-K)^*]}\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексами (Ве), (*) и (г. о.) обозначены показатели цвета Ве-звезды, В-звезды и газовой оболочки в известной многоцветной системе Джонсона, а β — доля излучения газовой оболочки в суммарном блеске через фильтр V .

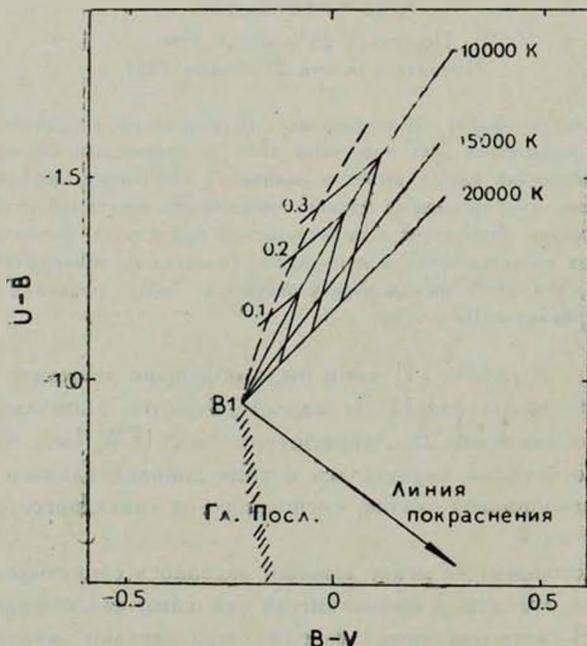


Рис. 1. Трек звезды класса В1е на двухцветной диаграмме. Объяснение в тексте.

На рис. 1 показан трек Ве-звезды на двухцветной диаграмме. Расчеты были проведены для трех значений электронной температуры: 10 000 К, 15 000 К, 20 000 К. Водородная оболочка считалась оптически прозрачной в континуумах субординатных серий. Значение электронной плотности принималось больше 10^6 см^{-3} . Расчеты проводились без учета вклада

эмиссионных линий водорода. Однако учет вклада линий качественно не меняет картину изменения показателей цвета относительно главной последовательности и вектора нарастающего покраснения [2]. Например, при $T_e = 10\,000 - 15\,000$ К вклад эмиссионных линий через фильтр B дает избыток порядка 0.15 звездной величины при $\beta = 0.30$, хотя последнее значение параметра β очень велико, и вряд ли у большинства звезд класса Be имеются столь мощные газовые оболочки. На рис. 1 трек Be -звезды с учетом эмиссионных линий обозначен пунктиром, а цифры около тонких линий показывают значения параметра β .

Как видно из рис. 1, при наличии у Be -звезды оптически прозрачной оболочки в континуумах субординатных серий она на двухцветной диаграмме смещается вверх и вправо от главной последовательности и вектора покраснения; это и наблюдается у большинства звезд класса Be [3, 4].

В работе [1] было установлено, что в, так называемых, нормальных Be -звездах, то есть в объектах, не характеризующихся признаками shell и имеющих по сравнению с обычными B -звездами тех же подклассов малые значения бальмеровского скачка, наблюдается хорошо выраженная пропорциональная зависимость между разностями $\Delta D = D^{Bc} - D^*$ и $\Delta Q_{UBV} = Q^{Bc} - Q^*$, где D — бальмеровский скачок и $Q = (U - B) - 0.72(B - V)$. При этом ΔQ_{UBV} и ΔD отрицательны. Между тем, у рассмотренных в работе [1] shell-звезд, у которых естественно $\Delta D > 0$, положительными оказались также ΔQ_{UBV} .

Таким образом, методика нашего исследования основывается на том предположении, что оптически прозрачная оболочка в бальмеровском континууме должна давать избыток излучения в фильтре U и, следовательно, ΔQ_{UBV} должна быть меньше нуля.

С другой стороны, если оптическая толща водородной оболочки не мала, то должен наблюдаться определенный дефицит ультрафиолетового излучения при всех прочих одинаковых параметрах звезды и газовой оболочки. По крайней мере для звезд с заметной оптической толщиной в оболочке величина Q_{UBV} должна быть алгебраически больше аналогичной величины, определенной для Be -звезды с оболочкой, оптически прозрачной в бальмеровском континууме. Нетрудно показать, что это различие между ΔQ_{UBV} должно быть порядка оптической толщины оболочки около $\lambda 3646$ А. Последняя величина, судя по значениям дополнительных shell-скачков, наблюдаемых у наиболее представительных shell-звезд, не превышает 0.10—0.20 [1]. Поэтому ясно, что у большинства shell-звезд с менее развитыми характеристиками shell эффект дефицита ультрафиолетового излучения должен быть не столь ощутимым и может быть замаскирован некоторыми трудно учитываемыми причинами.

Среди тех причин, которые могут внести ощутимые ошибки в ложную информацию в параметры Q_{UBV} наиболее важными являются:

1) Неуверенная спектральная классификация. При допущении, что точность определения спектрального класса не превышает ± 1 подкласс $\sigma(\Delta Q_{BVK}) \leq 0.10$ [5]. 2) Наличие вокруг звезд газово-пылевых образований в виде отражательных и пылевых оболочек, которые в той или иной мере могут внести дополнительные изменения в истинную картину распределения энергии shell и нормальных Be-звезд. 3) Наличие у звезд фотометрически неразделимого второго компонента.

Во избежание ошибок, вызванных перечисленными причинами, для исследования были отобраны все те shell и нормальные Be-звезды, которые не связаны с отражательными туманностями, не имеют пылевых оболочек (так называемые Be/Ae звезды Хербига, Веп-звезды с ИК-избытками и др.) и классифицированы с ошибкой не более чем ± 1 подкласс. Переменные звезды с амплитудой изменения блеска более, чем 0.5 звездной величины, также не рассматривались, ибо считается, что переменность блеска Be-звезд с указанной амплитудой и более обусловлена не изменением мощности самой газовой оболочки, а «собственной» нестационарностью звезды.

Данные спектральной классификации, многоцветной фотометрии и другие характеристики исследуемых звезд были взяты из работ [6—13].

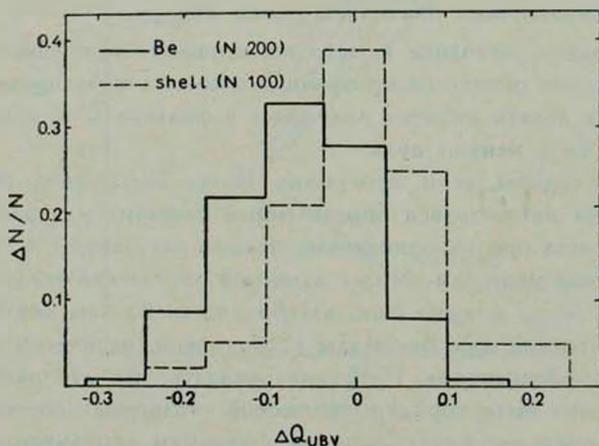


Рис. 2. Гистограмма ΔQ_{UBV} величин для shell и нормальных Be-звезд. N — число объектов.

3. Результаты исследования. На рис. 2 представлены гистограммы ΔQ_{UBV} величин для shell и нормальных Be-звезд. В табл. 1 приведены оценки стандартных статистик указанных распределений.

Идентичны ли распределения по ΔQ_{UBV} для указанных групп звезд? Предварительно убеждаемся, что выборочные дисперсии различаются незначительно, поскольку наблюдаемая величина дисперсионного отношения Фишера $F_{наб.} = 1.074$ меньше критического значения $F_{кр.} = 1.27$ при уровне значимости 0.05 [14]. Далее, используя критерии t статистики Стьюдента [14] находим: $t_{наб.} = 7.85$, что больше критической величины этой же статистики $t_{кр.} = 1.66$. Сказанное означает, что при уровне значимости 0.05 средние значения shell и нормальных Ве-звезд отличаются существенно. По критерию Колмогорова [15] также получается, что при уровне значимости 0.05 вышеуказанные распределения не являются выборками из одной генеральной совокупности:

$$D_{наб.} = 0.30 \text{ больше } D_{кр.} = 0.166.$$

Таблица 1

Параметры распределения	shell	Ве
Среднее значение	+0.011	-0.066
Дисперсия	$6.68 \cdot 10^{-3}$	$6.22 \cdot 10^{-3}$
Число объектов	100	200

Еще в сороковых годах Струве отметил, что shell-звезды в среднем более холодные по сравнению с нормальными Ве-звездами [16]. К настоящему времени накопился значительный и информативный материал о shell и нормальных Ве-звездах. Рассмотрим на основе этого материала характер распределения интересующих нас объектов по спектральным классам. Результаты исследования приведены на рис. 3. Среднее значение спектрального класса для shell-звезд В5, а для нормальных Ве-звезд — В2.5. По критерию Колмогорова оказалось, что при уровне значимости 0.05 $D_{наб.} = 0.40$, а $D_{кр.} = 0.136$. Полученные оценки показывают, что различие shell и нормальных Ве-звезд по спектральным классам значимо.

В этой связи отметим следующее обстоятельство. Согласно данным [12] и [17], судя по интенсивностям эмиссионных линий водорода и ИК избыткам, мощность излучения газовых оболочек в эмиссионных звездах класса О, В и А увеличивается с переходом от поздних к более ранним подклассам. Поэтому можно было бы думать, что систематическое различие в ΔQ_{UBV} параметре не обусловлено тем, что shell-звезды более холодные и должны были бы иметь менее мощные газовые оболочки. Однако конкретное исследование вопроса, отличаются ли друг от друга shell и нормальные Ве-звезды мощностью излучения оболочки, насколько нам известно, не проводилось. Хотя, по данным А. А. Боярчука, наблюдается корреляция между интенсивностью эмиссионной линии $H\gamma$ (глазомерные

оценки интенсивностей линии H_α Меррилла [18]) и скоростью вращения Ве-звезд вообще [19]. Между тем известно, что shell-звезды являются более быстро вращающимися по сравнению с нормальными Ве-звездами [20].

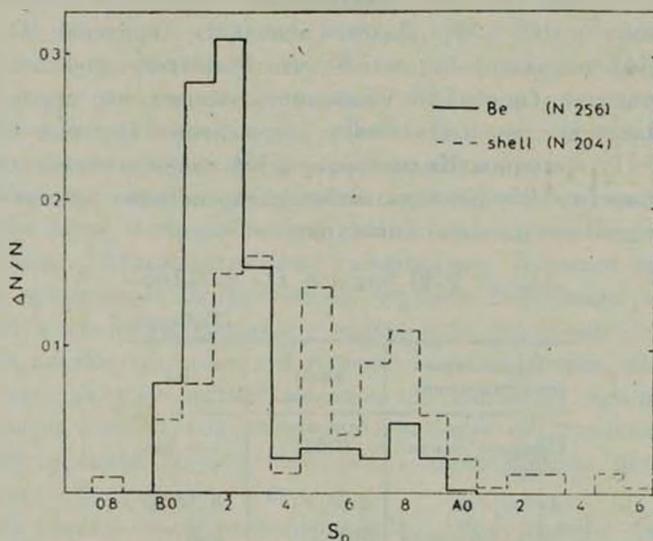


Рис. 3. Гистограммы распределения shell и нормальных Ве-звезд по спектральным классам. N — число объектов.

Из вышеперечисленных фактов косвенным образом можно заключить, что shell-звезды должны обладать мощно излучающими газовыми оболочками. Однако заметим, что Брио в своей работе [17] не подтвердила наличия корреляционной зависимости между скоростью вращения и интенсивностью эмиссионной линии H_α . При этом она уже пользовалась количественными оценками — эквивалентными ширинами эмиссионных линий.

Для оценки мощности излучения газовой оболочки рассмотрим независимый от межзвездного покраснения параметр $Q_{BVK} = (B - V) - E_{BV}/E_{VK}(V - K)$, $E_{BV}/E_{VK} = 0.36$ [21]. Так как оказалось, что Q_{BVK} для обычных В-звезд порядка нуля, то $Q_{BVK} = (B - V)^{Be} - (B - V)^* - 0.36[(V - K)^{Be} - (V - K)^*]$. Используя соотношения (1) и приняв во внимание то обстоятельство, что величины этих соотношений, стоящие в квадратных скобках, слабо зависят от параметров звезды и окружающей ее газовой оболочки, получим, что Q_{BVK} пропорционален параметру β , то есть мощности излучения газовой оболочки [2].

На рис. 4 представлена зависимость параметра Q_{BVK} от спектрального класса shell и нормальных Ве-звезд. Подчеркивая основной характер приведенного распределения — с переходом от поздних к более ранним

подклассам абсолютное значение параметра Q_{BVK} в среднем увеличивается, можно заключить, что рис. 4 иллюстрирует уже упомянутое выше свойство звезд класса Be: эмиссия более сильна в ранних подклассах.

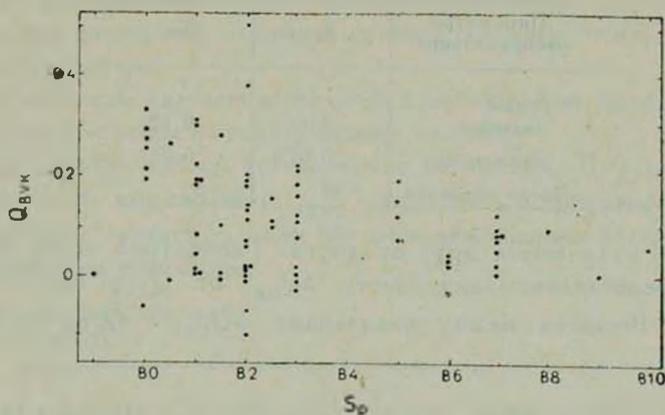


Рис. 4. Зависимость параметра Q_{BVK} от спектрального класса для shell и нормальных Be-звезд.

Из вышесказанного следует, что параметр Q_{BVK} может быть использован как мера мощности излучения газовой оболочки в пашеновском континууме звезд класса Be.

В этой связи рассмотрим характер распределения параметра Q_{BVK} shell и нормальных Be-звезд. Гистограммы указанных распределений и их стандартные статистики приведены на рис. 5 и в табл. 2.

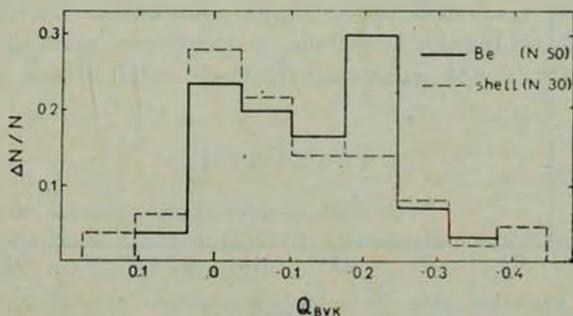


Рис. 5. Гистограмма распределения Q_{BVK} величин для shell и нормальных Be-звезд. N —число объектов.

Идентичность рассмотренных распределений подтверждается соответствующими оценками по критериям F Фишера, t Стьюдента и Колмогорова: при уровне значимости 0.05, $F_{наб.} = 1.55$ меньше $F_{кр.} = 1.70$, $t_{наб.} = 0.394$ меньше $t_{кр.} = 1.664$, $D_{наб.} = 0.11$ меньше $D_{кр.} = 0.314$.

Таким образом, судя по Q_{BVK} , создается впечатление, что shell и нормальные Ве-звезды по мощности излучения в пашеновском кон-

Таблица 2

Параметры распределения	shell	Ве
Среднее значение	-0.11	-0.12
Дисперсия	0.017	0.011
Число объектов	30	50

тинууме не отличаются друг от друга. Рассмотрим тогда рис. 6, на котором представлена зависимость ΔQ_{UBV} от Q_{BVK} . Как видно, для нормальных Ве-звезд между величинами ΔQ_{UBV} и Q_{BVK} наблюдается

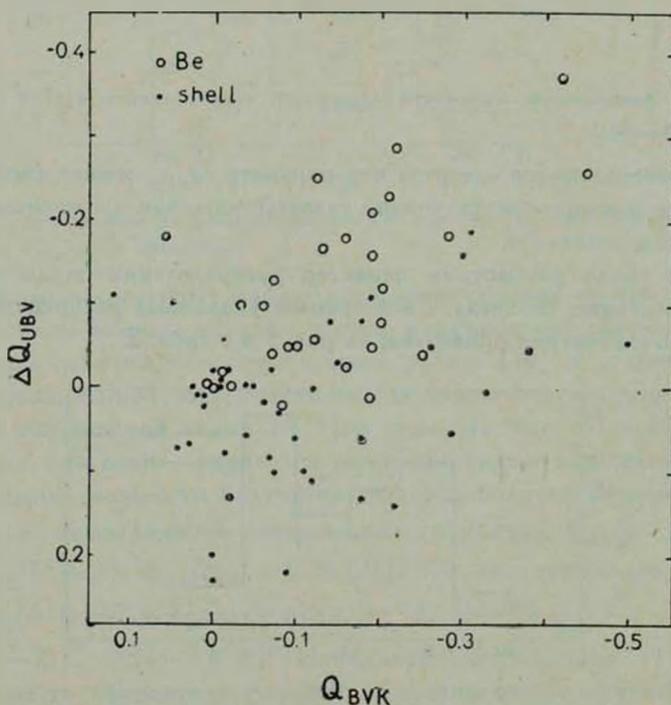


Рис. 6. Зависимость $\Delta Q_{UBV} \sim Q_{BVK}$ для shell и нормальных Ве-звезд.

прямо пропорциональная зависимость. Между тем, shell-звезды по сравнению с нормальными Ве-звездами расположены на диаграмме иначе: при одинаковых значениях параметра Q_{BVK} shell-звезды обнаруживают дефицит ультрафиолетового излучения.

4. *Выводы.* Результаты исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. В отличие от нормальных Ве-звезд shell-звезды характеризуются дефицитом ультрафиолетового излучения, что, по нашему мнению, обусловлено ощутимой оптической толщиной газовых оболочек shell-звезд в балмеровском континууме.

2. По мощности излучения оболочек в пашеновском континууме shell и нормальные Ве-звезды не обнаруживают различия.

3. В целом shell-звезды холоднее, чем нормальные Ве-звезды.

4. Оказалось, что параметр Q_{BVK} может быть использован в качестве меры мощности излучения газовых оболочек эмиссионных звезд O, B классов в пашеновском континууме.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ON RADIATION DEFICIENCY OF SHELL-STARS IN BALMER CONTINUUM

I. N. CHIKHIVADZE

A statistical investigation of distribution of some photometric parameters for the shell and normal stars known at present is made. In terms of the results obtained the conclusion is drawn on the presence of deficiency of the ultraviolet radiation in shell stars. This, in our opinion, is caused by an appreciable optical depth of gaseous envelopes in shell-stars in the Balmer continuum. There is no difference in the radiation power in the gaseous envelopes of shell and normal Be stars. The belief that shell-stars are of later spectral class than normal Be ones is confirmed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Н. Чхиквадзе, *Астрофизика* (в печати), 1980.
2. Я. Н. Чхиквадзе, А. Д. Арсвадзе, *Бюлл. Абастуманской обс.* (в печати).
3. E. E. Mendoza, *Ap. J.*, 128, 208, 1958.
4. А. А. Боярчук, *Явления нестационарности и звездная эволюция*, под ред. А. А. Боярчука и Ю. Н. Ефремова, Наука, М., 1974.
5. В. Страйжис, *Многоцветная фотометрия звезд*, изд. Мокслас, Вильнюс, 1977.
6. D. A. Allen, *M. N.*, 161, 145, 1973.
7. L. R. Wackerling, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 73, PIII, 1970.
8. C. Jaschek et al., *Catalogue and Bibliography of B Type Emission Line Stars*, La Plata, 1971.
9. P. M. Kennedy et al., *MK Spectral Classifications, Published since Jaschek's La Plata Catalogue*, Evanston, 1974.

10. *W. Buscombe*, MK Spectral Classifications, III General Catalogue 1977, Evanston.
11. *A. Slettebak*, IAU Symp. 70, ed. A. Slettebak, 1976.
12. *R. D. Gehrz et al.*, Ap. J., 191, 658, 1974.
13. *M. Blanco et al.*, Publ. US Naval Obs., 21, 1968.
14. *A. К. Митропольский*, Техника статистического исследования, М., 1961.
15. *Н. Г. Видуев, Г. С. Кондра*, Вероятностно-статистический анализ погрешностей измерения, Недра, М., 1969.
16. *O. Struve*, Ap. J., 95, 194, 1942.
17. *D. Briot*, Astron. Astrophys., 11, 57, 1971.
18. *P. W. Merrill et al.*, 76, 156, 1932.
19. *А. А. Боярчук*, Астрон. ж., 34, 159, 1957.
20. *A. Slettebak*, Ap. J., 110, 498, 1949.
21. *H. L. Johnson*, Nebulae and Interstellar Matter, ed. M. Middlehurst and L. Aller, Univ. Chicago Press, 1968, p. 176.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.31

ЗАВИСИМОСТЬ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗБЫТКА ОТ СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ В ПОЗДНИХ ГИГАНТАХ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 10 марта 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Обнаружена корреляция избытка ультрафиолетового излучения и содержания лития в гигантах класса М. Обсуждается модель, в которой избыточное ультрафиолетовое излучение и литий связаны общим происхождением.

Обнаружение быстровыгорающего при внутризвездных температурах элемента лития в атмосферах некоторых звезд создало определенные трудности для распространенных в настоящее время теорий звездной эволюции. Эти трудности относятся, в частности, к представлению о том, что звезды образуются из разреженной межзвездной среды и что химический состав звездных атмосфер обусловлен процессами термоядерного синтеза в недрах звезд. Если бы эти представления соответствовали действительности, то в достаточно проэволюционировавших звездах содержание быстровыгорающего при внутризвездных температурах лития должно быть меньше, и уж во всяком случае не больше, чем в межзвездной среде. На самом деле это не так. В некоторых звездах содержание лития на 1—2 порядка выше, чем в межзвездной среде. В частности, очень много лития в некоторых циркониевых звездах, например, в Т Sgr и RZ Sgr [1]. Весьма характерным является повышенное содержание лития в изученных углеродных звездах. Примерами углеродных звезд с очень высоким содержанием лития являются WZ Cas, YC Vn, WX Cyg, U Cyg [1]. Высокое содержание лития в указанных звездах дает основание предположить, что в поверхностных слоях этих звезд происходят процессы, приводящие к образованию лития. Не исключено, что эти процессы связаны с распадом сверхплотного дозвездного вещества и сопровождаются выделением зна-

чительного количества энергии [2]. В пользу такого предположения свидетельствуют и наблюдаемые особенности химического состава S и C звезд, что было отмечено нами ранее [3, 4]. В некоторых звездах с повышенным содержанием лития заподозрен избыток ультрафиолетового излучения [5], что, согласно [2], является характерным признаком распада сверхплотного вещества. Таким образом, имеются достаточные основания для того, чтобы задаться вопросом о наличии некоторой связи между величиной избытка ультрафиолетового излучения и содержанием лития. Для исследования этого вопроса нами были выбраны гиганты типа M класса светимости III, для которых в обзоре [1] имеются данные о содержании лития и у которых $[Li/Ca] > -1.7$. Список этих звезд приводится в табл. 1.

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА МЕЖЗВЕЗДНОЕ
ПОГЛОЩЕНИЕ ЦВЕТА $(U-B)'$, ИЗБЫТКИ ЦВЕТА
 $\delta(U-B)'$, СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ
КЛАССЫ ЗВЕЗД

HD	$\frac{Li}{Ca}$	$(U-B)$	$(U-B)'$	$\delta(U-B)'$	S_p
1013	-1.36	1.92	1.92	0.03	M2 III
1038	-0.92	2.00	1.06	0.08	M1 III
12274	-0.89	1.92	1.92	0.03	M1 III
18760	-0.99	1.99	1.88	0.00	M1 III
18884	-1.15	1.95	1.91	0.02	M2 III
25025	-0.34	1.96	1.92	0.04	M0 III
39045	-0.20	2.02	1.91	0.06	M3 III
80493	-1.38	1.92	1.91	0.03	M0 III
89758	-1.32	1.86	1.83	-0.05	M0 III
90362	-1.32	1.87	1.87	-0.001	M0 III
95129	-1.66	1.92	1.92	0.03	M2 III
97778	-1.45	1.85	1.81	-0.04	M3 III
102212	-1.64	1.80	1.80	-0.09	M1 III
112142	-1.62	1.57	1.57	-0.28	M3 III
112300	-0.72	1.79	1.76	-0.09	M3 III
133216	-1.15	1.92	1.86	0.14	M4 III
148349	-0.98	2.02	1.93	0.04	M2 III
154143	-1.43	1.94	1.94	0.09	M3 III
183439	-1.59	1.82	1.82	-0.06	M0 III
198026	-0.32	1.91	1.97	0.02	M3 III
200914	-1.57	1.93	1.92	0.03	M1 III
216386	-1.34	1.74	1.70	-0.19	M2 III

Там же приведены показатели цвета $U-B$, взятые в основном из каталога [6]. Для того, чтобы исправить показатели цвета $U-B$ за межзвездное поглощение, можно воспользоваться «нормальными» показателями цвета $B-V$ [7], приведенными в табл. 2, и соотношением [7]:

$$E(U-B) \simeq 0.72 E(B-V). \quad (1)$$

Таблица 2

ПРИНЯТЫЕ «НОРМАЛЬНЫЕ» ЦВЕТА ЗВЕЗД

Цвет	M0	M1	M2	M3	M4
$(B-V)_0$	1.54	1.58	1.59	1.60	1.59
$(U-B)_0$	1.88	1.89	1.89	1.85	1.72

Исправленные за межзвездное поглощение цвета $U-B$ приводятся в табл. 1. С помощью приведенных в табл. 2 «нормальных» цветов $U-B$ вычислены избытки цвета $\delta(U-B)'$, которые приводятся в табл. 1. По этим данным построена диаграмма: избыток цвета — содержание лития, показанная на рис. 1. Из этого рисунка видно, что избыток цвета заметнее у звезд с меньшим содержанием лития. Расчет показывает, что существует некоторая, правда довольно слабая корреляция ультрафиолетового избытка с содержанием лития ($r = 0.34 \pm 0.19$) и что избыток $\delta(U-B)$ убыывает по абсолютному значению с увеличением содержания лития.

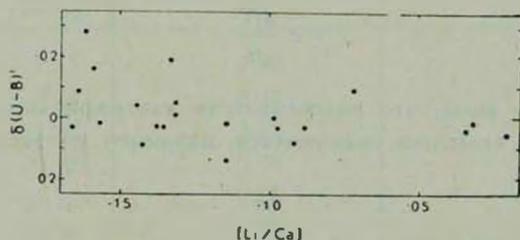


Рис. 1. По оси абсцисс отложены $[Li/Ca]$ — логарифмы отношения содержания атомов лития к содержанию атомов кальция минус логарифм того же отношения для Солнца. По оси ординат — избытки цвета $\delta(U-B)'$.

Такая зависимость, на первый взгляд, кажется совершенно неожиданной и даже противоречащей исходным предположениям, согласно которым предполагалось наличие некоторой связи между образованием лития и избыточным ультрафиолетовым излучением. Конечно, нельзя исключить возможность того, что эта зависимость обусловлена перемешиванием, приводящим к уменьшению содержания лития во внешних слоях звезды из-за его выгорания во внутренних, высокотемпературных областях. Но в этом

случае необходимо объяснить, почему это перемешивание эффективнее в звездах с относительно интенсивным ультрафиолетовым излучением.

Выше уже отмечалось, что, согласно распространенным представлениям о формировании звезд из межзвездной среды, содержание лития в звездах может только уменьшаться, и что, в противоречии с этим, в некоторых звездах имеется превышение относительного содержания лития по отношению к межзвездной среде. Это свидетельствует о том, что на некоторых стадиях звездной эволюции может происходить и обратный процесс — увеличение содержания лития. Поэтому мы считаем возможным предложить объяснение отмеченной корреляции в рамках предположения о том, что относительное содержание лития у рассматриваемых здесь гигантов М III в значительной мере зависит от процесса образования лития, то есть допуская, что на поверхности этих звезд может образовываться литий. Можно ли считать, что образование лития происходит в результате распада сверхплотного дозвездного вещества — процесса, с которым обычно связывается избыточное ультрафиолетовое излучение? Казалось бы, что такое представление находится в противоречии с отмеченной выше отрицательной корреляцией величины ультрафиолетового избытка и содержания лития. Тем не менее, как будет показано ниже, противоречия здесь нет.

Действительно, пусть величина избыточного ультрафиолетового излучения I и количество образующегося в единицу времени лития пропорциональны друг другу:

$$I = c \frac{dN}{dt}. \quad (2)$$

Предположим далее, что интенсивность ультрафиолетового избыточного излучения со временем уменьшается, например, по экспоненте:

$$I = I_0 e^{-at}. \quad (3)$$

Тогда, подставляя (2) в (3) и интегрируя, находим:

$$N = N_{\max} (1 - e^{-at}), \quad (4)$$

где N_{\max} — максимальное количество лития, которое может быть накоплено в данной звезде, причем $N_{\max} = I_0/ca$.

Из приведенных соотношений следует, что

$$I = I_0 - caN. \quad (5)$$

Таким образом, как показывает выражение (5), в рассмотренной модели величина избытка ультрафиолетового излучения действительно может уменьшаться с увеличением содержания лития, несмотря на то, что

интенсивность образования лития предполагается пропорциональной интенсивности избыточного ультрафиолетового излучения. Причина этого, очевидно, заключается в исходных предпосылках нашей модели. Действительно, ведь мы предполагаем, что литий накапливается в атмосфере звезды, а избыточное ультрафиолетовое излучение наблюдается только на ранних стадиях активности. Поэтому и получается, что большие избытки ультрафиолетового излучения следует ожидать у звезд, которые еще не успели накопить литий.

Воспользовавшись данными внеатмосферных ультрафиолетовых наблюдений, можно попытаться оценить спектральный состав избыточного излучения. К сожалению, рассматриваемые в настоящей работе звезды оказались слишком слабы в ультрафиолете, поэтому в каталог [8] попали только 7 из них. В каталоге [8] приводятся потоки на длинах волн 2740, 2365, 1965 и 1565 Å. Наиболее точные данные относятся к длине волны 2740 Å. По этим данным, приведенным в табл. 3, были вычислены показатели цвета ($[2740] - B$). Эти показатели цвета были исправлены за межзвездное поглощение по формуле:

$$E([2740] - B) = 1.25 E(B - V). \quad (6)$$

Таблица 3

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА МЕЖЗВЕЗДНОЕ
ПОГЛОЩЕНИЕ ЦВЕТА И СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В
ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗДАХ

НО	$\left \frac{Li}{Ca} \right $	$([2740] - B) + const$	$([2740] - B)' + const$
18884	-1.15	0.39	0.33
25025	-0.34	0.39	0.33
89758	-1.32	0.24	0.19
112300	-0.72	0.39	0.39
133216	-1.15	0.26	0.15
216386	-1.34	-0.08	-0.15

При выводе соотношения (6) было принято, что

$$A(U) = 4.85 (B - V), \quad (7)$$

а также, согласно [10],

$$A(2740) = 6.10 E(B - V). \quad (8)$$

Диаграмма — исправленные за межзвездное поглощение цвета ($[2740] - B$)' — содержание лития показана на рис. 2. Несмотря на крайнюю ограниченность данных на этом рисунке просматривается возрастание цвета

([2740] — B)' с увеличением содержания лития. Однако отсутствие данных о нормальных цветах ([2740] — B) для звезд рассматриваемых спек-

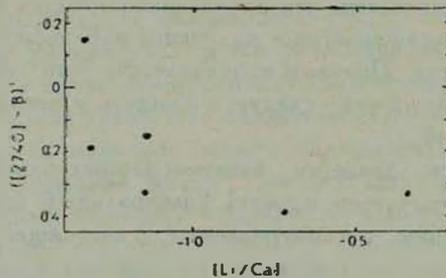


Рис. 2. По оси абсцисс — то же, что и на рис. 1, по оси ординат — исправленные межзвездное поглощение цвета ([2740] — B)'.

тральных классов не дает возможности перейти от цветов к избыткам цвета и построить диаграмму, аналогичную рис. 1.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

CONNECTION BETWEEN ULTRAVIOLET EXCESS AND LITHIUM CONTENT IN LATE GIANTS

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN

The correlation between ultraviolet excess and the content of lithium in M-giants is discovered. The model in which excessible ultraviolet radiation and lithium are of the same origin is suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Боярчук, Изв. КрАО, 55, 127, 1976.
2. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954.
3. Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика, 15, 129, 1979.
4. Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика (в печати).
5. Г. Н. Джимшелшвили, Бюлл. Абастуманской обс., 37, 89, 1969.
6. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglas, M. M. Fitzgerald, Publ. Naval Obs., 21, 1968.
7. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, Изд. Моклас, Вильнюс, 1977.
8. G. I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houzioux, D. J. Carnochan, R. Wilson, Catalog of Stellar Ultraviolet Fluxes, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.3—1/—8

ЭВОЛЮЦИЯ МГД-ВОЛН В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, С. Б. ПОПОВ, Ю. П. ПОПОВ

Поступила 8 октября 1979

Принята к печати 23 октября 1980

В работе в рамках системы одномерных уравнений газовой динамики применительно к задачам физики солнечной хромосферы исследуется процесс распространения и нелинейной трансформации магнитогидродинамических (МГД) волн, генерируемых начальным возмущением магнитного поля. В линейном приближении исследована эволюция произвольного возмущения в изотермической среде с однородным магнитным полем, рассчитаны энергетические характеристики волн в зависимости от параметров. Численно прослежена эволюция произвольного возмущения конечной амплитуды в полнейшей нелинейной постановке. Исследована эволюция спектра и укрупнение МГД волн при различных параметрах. Показано, что МГД волны могут быть существенны для нагрева корон у звезд с радиусом $R \gtrsim 1.6 R_{\odot}$. При меньших радиусах МГД волны быстро затухают и прогрев протяженной короны осуществляется, видимо, альфвеновскими волнами.

1. *Введение.* Исследование распространения нелинейных волн в среде является интенсивно развивающимся направлением в физике плазмы и магнитной гидродинамике [1, 2]. Здесь широко применяются как аналитические, так и численные методы. Наибольшее число работ в этой области посвящено рассмотрению разреженной плазмы со слабыми столкновениями, которая наблюдается в лабораторных экспериментах, в магнитосфере Земли, в Солнечном ветре и т. д. Исследование нелинейных процессов распространения волн в рамках магнитогидродинамического приближения также представляет интерес для ряда прикладных астрофизических задач, например, для анализа механизма нагрева хромосфер и корон над конвективными оболочками звезд, температура поверхности которых такая же, как у Солнца, или холоднее.

Впервые магнитогидродинамический процесс, приводящий к образованию и нагреву хромосферы и короны на Солнце, был описан в работе [3]. Колебания в конвективной подфотосферной зоне Солнца генерируют волны, распространяющиеся на периферию. Механическая энергия, переносимая магнитогидродинамическими волнами, в процессе эволюции волн переходит в тепло, что приводит к нагреву хромосферы и короны (см. также [4]). Для нагрева короны важны также процессы перезамыкания магнитных силовых линий [5].

Возмущения альфвеновского типа, распространяющиеся вдоль магнитного поля, при высокой проводимости среды затухают слабо, в основном за счет нелинейной генерации звуковых волн. В общем случае при распространении волны под углом к магнитному полю начальный звуковой пакет распадается на два, соответствующих быстрой и медленной магнитозвуковым волнам. При этом в быстрой волне нелинейная трансформация и вязкое затухание происходят быстрее. Слабо затухающие медленные магнитозвуковые волны, по-видимому, могут распространяться далеко и диссипировать уже в короне.

Настоящая работа посвящена исследованию распространения и трансформации волн, движущихся под углом к однородному магнитному полю в идеально проводящей изотермической среде. Рассмотрение проводится аналитически и на основе численных расчетов в рамках уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики для пространственно одномерного случая. Начальное возмущение задавалось в виде локального отклонения магнитного поля от однородного состояния.

Математическая модель, использовавшаяся в настоящей работе, позволяет детально проанализировать особенности процесса трансформации волн, формирования квазистационарного спектра, «перекачки» энергии из длинноволновой части спектра в коротковолновую за счет нелинейных процессов и другие черты, характерные для задачи в общей постановке. Сделаны оценки применимости полученных результатов для нагрева звездных корон.

2. *Постановка задачи.* Сформулированная во введении задача о распространении нелинейных волн в изотермической идеально проводящей среде в однородном магнитном поле может быть рассмотрена в рамках приближений одномерной магнитной газодинамики. Соответствующая система уравнений, записанная в лагранжевых массовых переменных, имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial s}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial s} \left(p + \frac{H_y^2}{8\pi} \right), \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H_{y0}}{4\pi} \frac{\partial H_y}{\partial s}, \quad \frac{\partial (H_y/\rho)}{\partial t} = H_{y0} \frac{\partial u}{\partial s}, \end{array} \right. \quad (2.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p = c^2 \rho. \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Здесь t — время, x — эйлерова переменная, s ($ds = \rho dx$) — лагранжева массовая переменная, ρ , p — плотность и давление среды, $H_x = H_{x0} = \text{const}$ — продольная компонента напряженности магнитного поля, H_y — поперечная, v , u — продольная и поперечная компоненты скорости, $c = \text{const}$ — изотермическая скорость звука, производная по времени лагранжева.

Будем считать, что в начальный момент имеется локальное возмущение, наложенное на однородное магнитное поле. Остальные параметры среды невозмущены, среда однородна и покоится:

$$H_y(s, 0) = H_{y0} + h_0(s), \quad H_{y0} = \text{const}, \quad (2.4)$$

$$v(s, 0) = u(s, 0) = 0, \quad \rho(s, 0) = \rho_0 = \text{const}. \quad (2.5)$$

Система уравнений (2.1) ÷ (2.3) решается в области $\{-\infty < s < +\infty, t > 0\}$. Основными параметрами сформулированной задачи (2.1) ÷ (2.5) являются безразмерные отношения $\eta = c/c_A$, $\zeta = H_{y0}/H_{x0}$, где $c_A = H_{x0}/\sqrt{4\pi\rho_0}$ — альфвеновская скорость звука, а также форма и амплитуда начального возмущения магнитного поля.

3. Анализ задачи в линейном приближении. В случае малых возмущений задача становится линейной и допускает исследование в аналитическом виде. Представим все искомые величины в виде

$$f(s, t) = f_0 + \tilde{f}(s, t),$$

где f_0 — равновесное (фоновое) значение функции $f(s, t)$, а затем, подставив в уравнения (2.1) ÷ (2.3), ограничимся членами первого порядка малости по амплитудам возмущений \tilde{f} и их производным. Можно показать [6], что общее решение получившейся системы линейных уравнений представляет собой сумму четырех возмущений, распространяющихся с быстрой и медленной магнитогидродинамическими массовыми скоростями звука D_{\pm} [7, 8]:

$$\tilde{f}(s, t) = \tilde{f}'_+(s - D_+ t) + \tilde{f}'_-(s - D_- t) + \tilde{f}''_+(s + D_+ t) + \tilde{f}''_-(s + D_- t), \quad (3.1)$$

где индексы „r“ и „l“ означают возмущения, бегущие по массе, соответственно, направо и налево, а знаки „+“ и „-“ — быструю или медленную скорости распространения.

Массовые скорости звука определяются следующим выражением:

$$D_{\pm}^2 = \frac{\rho_0^2}{2} \left[c^2 + \frac{H_{x0}^2 + H_{y0}^2}{4\pi\rho_0} \pm \sqrt{\left(c^2 + \frac{H_{x0}^2 + H_{y0}^2}{4\pi\rho_0} \right)^2 - 4c^2 \frac{H_{x0}^2}{4\pi\rho_0}} \right].$$

Отметим, что при данной постановке задачи не возникает малых возмущений, распространяющихся с альфвеновской скоростью $c_A = H_{x0}/\sqrt{4\pi\rho_0}$. Это объясняется тем, что в нашей задаче векторы скорости и напряженности магнитного поля имеют только по два компонента — продольный и поперечный. В этом случае (см., например, [7]) альфвеновские волны представляют собой вращательный разрыв, в котором вектор поперечного магнитного поля скачком поворачивается на 180° , а решения разрывного типа не могут описываться линейными уравнениями.

Конкретный тип начальных условий:

$$\tilde{v}(s, 0) = \tilde{u}(s, 0) = 0, \quad \tilde{\rho}(s, 0) = 0, \quad \tilde{h}(s, 0) = h_0(s)$$

позволяет определить вид функций $\tilde{f}'_{\pm}(\xi)$ в (3.1):

$$\tilde{f}'_{\pm}(\xi) = \tilde{f}'_{\pm} h_0(\xi),$$

где \tilde{f}'_{\pm} — величины амплитуд возмущений, распространяющихся направо или налево со скоростью D_{\pm} .

Несложно показать, что справедливы соотношения:

$$\bar{v}'_{\pm} = -\bar{v}'_{\pm}, \quad \bar{u}'_{\pm} = -\bar{u}'_{\pm}, \quad \bar{\rho}'_{\pm} = \bar{\rho}'_{\pm}, \quad \bar{h}'_{\pm} = \bar{h}'_{\pm}, \quad (3.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}'_{\pm} &= \pm \frac{H_{y0} D_{\pm}}{8\pi\kappa}, & \bar{u}'_{\pm} &= \mp \frac{H_{x0}}{8\pi\kappa D_{\pm}} (D_{\pm}^2 - c^2 \rho_0^2), \\ \bar{\rho}'_{\pm} &= \pm \frac{H_{y0} \rho_0^2}{8\pi\kappa}, & \bar{h}'_{\pm} &= \pm (D_{\pm}^2 - c^2 \rho_0^2) j(2\kappa), \\ \kappa &= D_{\pm}^2 - D_{\mp}^2, \end{aligned} \right\} (3.3)$$

которые полностью определяют в линейном приближении решение исходной системы дифференциальных уравнений (2.1) ÷ (2.3) с начальными условиями (2.4) ÷ (2.5).

Из (3.2), (3.3), например, следует, что при любых ϑ, ζ имеет место (считаем, что величины H_{x0}, H_{y0} положительны):

$$\bar{h}'_{\pm} > 0, \quad \bar{u}'_{\pm} < 0, \quad 0 \leq \bar{\rho}'_{\pm} = -\bar{\rho}'_{\mp},$$

$$\bar{v}'_{\pm} < 0, \quad \bar{v}'_{\mp} > 0, \quad |\bar{v}'_{\mp}| \leq |\bar{v}'_{\pm}|,$$

а при $\vartheta^2 < 1 + \zeta^2$ $\bar{u}'_{\pm} > \bar{h}'_{\mp}$,

при $\vartheta^2 < 1$ $|\bar{u}'_{\mp}| > |\bar{u}'_{\pm}|$.

Можно также показать (см. [6]), что при $|\vartheta| \gg 1$ вся энергия возмущений сосредотачивается в медленной волне, причем в поперечном на-

правлении, тогда как при $|\psi| \ll 1$ большая часть энергии магнитного поля и вся кинетическая энергия заключены в быстрой волне. Для учета вязкости следует в (2.1) к давлению p добавить член

$$w = -\nu \frac{\partial v}{\partial s},$$

где ν — коэффициент вязкости.

Нетрудно получить [6], что в линейном приближении будет происходить экспоненциальное затухание амплитуд гармоник возмущений согласно формуле:

$$F(k, t) = F_-(k, 0) \exp\left\{-\frac{\nu}{2} \varphi_- \rho_0 k^2 t\right\} + F_+(k, 0) \exp\left\{-\frac{\nu}{2} \varphi_+ \rho_0 k^2 t\right\}, \quad (3.4)$$

где

$$F(k, t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{f}(s, t) \exp[-iks] ds$$

соответствует возмущениям, распространяющимся в одну сторону,

$$\varphi_{\pm} = \frac{|D_{\pm}^2 - c_A^2 \rho_0^2|}{D_{\pm}^2 - D_{\mp}^2}.$$

Формула (3.4) справедлива при малых ν и $k \ll k_*$,

$$k_* = \frac{2}{\nu} \frac{D_{\pm}(D_{\pm}^2 - D_{\mp}^2)}{\rho_0 |D_{\pm}^2 - c_A^2 \rho_0^2|}.$$

Несложно показать, что имеет место равенство:

$$\varphi_{\pm}(\psi, \zeta) = 0.5 \pm 0.5 \sqrt{\frac{\psi^4 + 2\psi^2(\zeta^2 - 1) + (\zeta^2 - 1)^2}{\psi^4 + 2\psi^2(\zeta^2 - 1) + (\zeta^2 + 1)^2}},$$

откуда следует, что

$$\varphi_{\pm}(0, \zeta) = 0.5 \pm \frac{|1 - \zeta^2|}{2(1 + \zeta^2)}, \quad \varphi_{\pm}(\infty, \zeta) = \frac{1 \pm 1}{2}, \quad 0 \leq \varphi_- \leq \varphi_+ \leq 1.$$

Видно, что вязкость оказывает большее влияние на возмущения, распространяющиеся с быстрой магнитозвуковой скоростью, чем с медленной, особенно при $\psi \gg 1$. Кроме того, как следует из (3.4), вязкость сильнее действует на гармоники с большими волновыми числами k , чем с малыми.

Линейный анализ дает возможность получить аналитическое решение, изучить его характерные особенности, исследовать зависимость от параметров. Однако в линейном случае профили всех возникающих возмущений подобны, в отсутствие вязкости, профилю начального возмущения, спектральные характеристики постоянны и с точностью до множителя повто-

ряют спектр начального возмущения. Для таких важных эффектов, как трансформация волн, эволюция спектра возмущений, необходимо решать нелинейную задачу, что возможно только с помощью численных методов. В следующем параграфе излагаются результаты численных расчетов нелинейной задачи.

4. *Результаты численных расчетов.* Так же, как и в линейном анализе, в начальный момент задавалось возмущение магнитного поля в виде (2.4) с амплитудой

$$A = \max |h_0(s)|.$$

Параметры $\vartheta = c/c_A$, A варьировались, их значения для соответствующих вариантов указаны в табл. 1.

Таблица 1

$A \backslash \vartheta$	0.5	1	$\sqrt{2}$	2
0.25	—	№5	—	—
0.5	№2	вариант	№3	№4
1.0	—	№1	—	—
		№6		

Равновесные значения плотности, скорости и магнитного поля в расчетах были взяты равными: $\rho_0 = 1$, $\vec{v}_0 = (v_0, u_0) = (0, 0)$, $\vec{H}_0 = (H_{x0}, H_{y0}) = (1, 1)$, $\zeta = 1$. Таким образом, рассматривается случай, когда волны распространяются под углом $\pi/4$ к невозмущенному полю. Начальное возмущение задавалось функцией вида:

$$h_0(s) = \begin{cases} A[1 + \cos(2\pi s/3)]/2, & |s| \leq 1.5 \\ 0, & |s| > 1.5. \end{cases} \quad (4.1)$$

Расчеты проводились с использованием двух методов: метода конечных разностей [7] и псевдоспектрального метода точных пространственных производных [6, 9]. Последний имеет в своей основе алгоритм быстрого преобразования Фурье. В настоящей работе излагаются результаты, относящиеся к псевдоспектральному методу, обладающему большей точностью, чем метод конечных разностей.

В расчетах использовалась равномерная сетка с шагами: по массе $h = 0.1$, по времени $\tau = 0.05$; количество узлов в массовой области составляло $N = 2^8 = 256$, таким образом, величина пространственной области $M = Nh = 25.6$.

При переходе к безразмерным величинам введем характерные масштабные величины H, V, T, P, R, C, S, X , отвечающие магнитному полю, ско-

рости, времени, давлению, плотности, скорости звука, лагранжевой и эйлеровой переменным. Если соотношения между ними выбрать в виде $H^2 = V^2 R$, $VRT = S$, $C = V$, $X = VT$, $P = C^2 R$, то уравнения (2.1) + (2.3) для безразмерных величин $\tilde{f} = f/F$ останутся в прежнем виде.

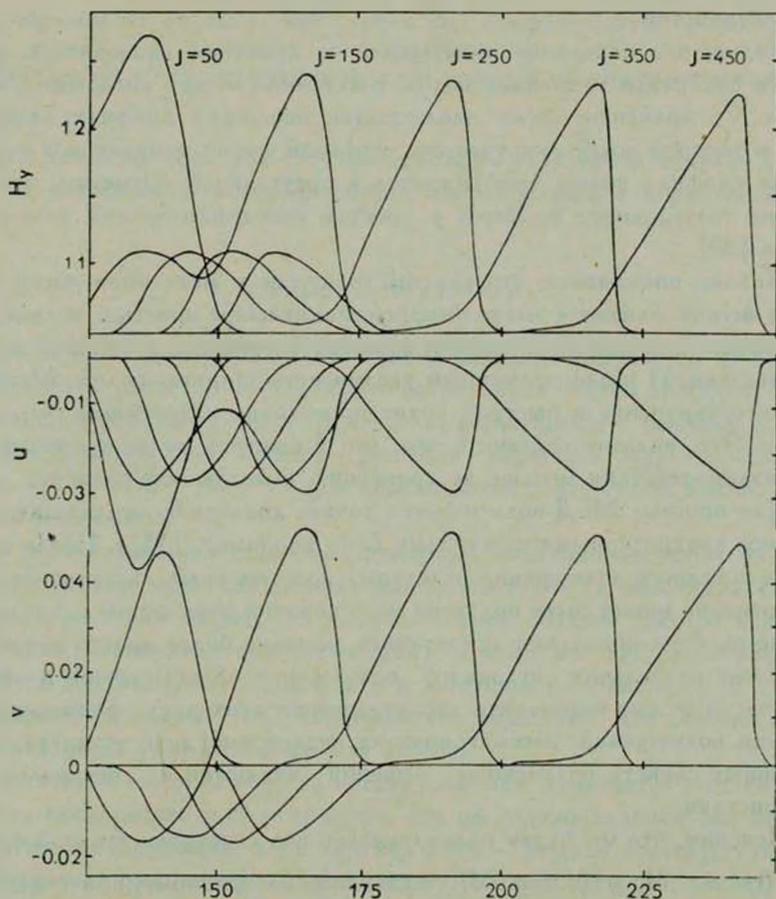


Рис. 1. На ряд моментов времени приведены профили величины напряженности поперечного магнитного поля H_y , поперечной u и продольной v компонент вектора скорости на различные моменты времени для варианта 1 ($\vartheta=1$, $A=0.5$). На рисунке обозначены: $j=t/\tau$, $l=s/h$, где τ , h — шаги разностной сетки по времени и массе ($\tau = 0.05$, $h = 0.1$).

На рис. 1 представлены результаты расчетов типичного варианта, отвечающего значениям параметров $\vartheta = 1$, $A = 0.5$ (вариант 1) — на после-

довательные моменты времени указаны профили поперечной компоненты вектора напряженности магнитного поля H_y и компонентов вектора скорости v, u . Цифрами на рисунке отмечены номера пространственных узлов сетки $i = s/h$ (разметка горизонтальной оси) и номера временных слоев сетки $j = t/\tau$. Графики приведены лишь для волн, распространяющихся направо, поэтому изображена только правая половина исходной области по пространству.

Видно, что начальное возмущение со временем разделяется, формируются быстрая и медленная волна, расстояние между которыми увеличивается. Со временем также наблюдается эволюция профиля каждой из волн, в быстрой волне «укручается» передний фронт, в медленной — задний. Форма профиля волны приближается к треугольной. Отметим, что образование треугольного профиля у простой газодинамической волны показано в [10].

Анализ показывает, что как быстрая, так и медленная части возмущения весьма близки к магнитогидродинамическим простым волнам, с характерными для них укрупнениями фронтов (переднего у быстрой и заднего у медленной) и одновременным увеличением ширины волны. Можно видеть, что укрупнение в быстрой волне происходит интенсивнее, чем в медленной. Это, видимо, связано с тем, что в быстрой волне время нелинейного взаимодействия меньше по сравнению с медленной волной.

Для простых МГД-волн имеется точное аналитическое решение, представимое квадратурными формулами (см., например, [11]). После выделения из исходного возмущения отдельных простых волн, их дальнейшее распространение может быть получено на основании этих формул, однако численные расчеты позволяют представить решение более просто и наглядно.

После разделения исходного возмущения на «быструю» и «медленную» части можно определить характеристики этих двух сформировавшихся групп возмущений, рассматривая их независимо друг от друга. Одним из важных свойств полученных решений являются их спектральные характеристики.

Поясним, что мы будем подразумевать под спектром сеточной функции $y(s)$, $0 < s < M$, $y(0) = y(M)$, заданной на равномерной сетке $\bar{w}_h = \{s_k | s_k = kh, k = 0, 1, \dots, N; h = M/N\}$. Разложим функцию $y(s)$ в ряд по экспонентам $\psi(k, s) = \exp\{2\pi iks/M\}$, при этом коэффициенты разложения вычисляются, очевидно, по формулам:

$$z(k) = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} y(s_m) \psi(-k, s_m), \quad k = 0, 1, \dots, N-1. \quad (4.2)$$

Отметим, что при $N = 2^n$ для вычисления коэффициентов может быть использован эффективный алгоритм — быстрое преобразование Фурье.

Это обстоятельство явилось одной из причин того, что в качестве базисных функций для разложения были выбраны экспоненты, а не, например, синусы или косинусы.

Нетрудно показать, что для сеточной функции $\bar{y}(s)$, полученной путем сдвига по пространству функции $y(s)$, предварительно продолженной четным образом на область вне сетки \bar{w}_k , коэффициенты разложения $\bar{z}(k)$ отличаются от коэффициентов $z(k)$, однако их модули совпадают: $|\bar{z}(k)| = |z(k)|$.

Будем называть спектром сеточной функции $y(s)$ набор модулей коэффициентов разложения, которые удобно рассматривать в нормированном виде

$$\bar{z}_k = |z(k)| / \max_k |z(k)|. \quad (4.3)$$

Очевидно, в нестационарной задаче спектр решения изменяется со временем. Результаты расчетов показали, что на развитой стадии процесса, соответствующей образованию двух групп волн, движущихся с быстрой и медленной МГД скоростями, спектр решения перестает зависеть от вида функции ($v, u, \Delta H_y = H_y - H_{y0}$) и определяется лишь типом волны (быстрая или медленная).

При этом гармоники с малыми номерами медленно затухают со временем в результате действия диссипативных факторов (вязкости), а также в связи с перекачкой энергии из низкочастотной области спектра в высокочастотную (нелинейная трансформация), причем это затухание сильнее сказывается для быстрой волны, как и в линейном приближении. В то же время высокие гармоники ($k \geq 12$) несколько нарастают, что связано с отмечавшимся выше укрупнением фронта волны.

На развитой стадии процесса спектр решения изменяется медленно и его удобно представить в виде графика, где по горизонтальной оси откладывается номер гармоники, а по вертикальной — модуль соответствующего коэффициента разложения. Такой график, соответствующий расчету варианта 1, дан на рис. 2. Для сравнения на том же рисунке приведен спектр начального возмущения — видно, что длинноволновая часть спектра решения ($k \leq 10$) не очень сильно от него отличается как в быстрой, так и в медленной волнах. Коротковолновая же часть спектра ($k \geq 12$) ведет себя совсем не так, как соответствующая часть спектра начального приближения. Можно с хорошей точностью приблизить поведение этой части спектра функцией B_-/k , где $B_- = \cos nt$ определяется видом волны — быстрая или медленная. Это соответствует отмеченному выше приближению профиля волны к треугольному — несложно показать, что функция

$\varphi(s)$, прямоугольно-треугольной формы имеет спектр с асимптотикой $1/k$ при $k \gg 1$. В самом деле, пусть $\varphi(s) = \begin{cases} s, & 0 \leq s \leq \alpha \\ 0, & s > \alpha \end{cases}$. Тогда

$$\varphi_k = \frac{1}{M} \int \varphi(s) \psi(-k, s) ds = \frac{1}{M\beta^2} [(1 - i\alpha\beta) \exp(i\alpha\beta) - 1],$$

где

$$\beta = -2\pi k/M; \quad |\varphi_k| = \frac{1}{M\beta^2} [(\alpha\beta)^2 + 4 \sin^2(\alpha\beta/2) - 2\alpha\beta \sin(\alpha\beta)]^{1/2} \sim 1/k,$$

при $k \gg 1$.

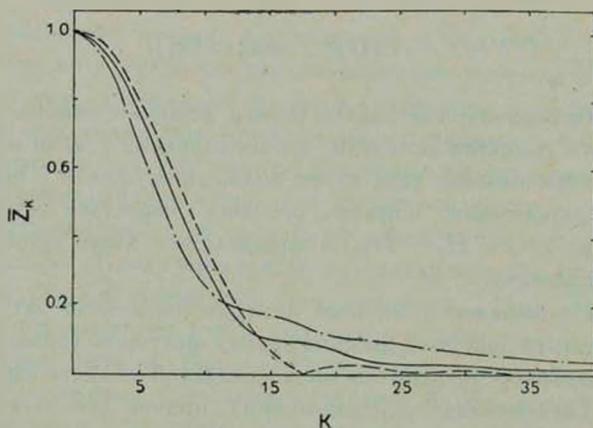


Рис. 2. Вид отнормированного спектра \bar{z}_k , сформировавшегося на поздней стадии процесса ($t = 21, 25$), для варианта 1. Сплошная линия соответствует медленной волне, штрих-пунктир—быстрой. Пунктиром дан спектр начального возмущения.

С целью изучения влияния параметров была проведена серия расчетов вариантов задачи в соответствии с табл. 1. Варьировались параметры $\vartheta = c/c_A$ и амплитуда начального возмущения A : качественно результаты этих расчетов весьма близки к результатам расчета варианта 1, подробно описанным выше. На рис. 3 представлены энергетические характеристики решений, а именно:

продольная $\bar{W}_{1, \pm}$ и поперечная $\bar{W}_{\pm, \pm}$ кинетические энергии, отнормированные к квадратичной части магнитной энергии $E_0^{(2)}$ начального возмущения:

$$\bar{W}_{1, \pm} = \int \frac{v_{\pm}^2}{2} ds / E_0^{(2)}, \quad (4.4)$$

$$\bar{W}_{\pm, \pm} = \int \frac{u_{\pm}^2}{2} ds / E_0^{(2)}, \quad (4.5)$$

$$E_0^{(2)} = \frac{1}{8\pi\rho_0} \int h_0^2(s) ds;$$

продольная $\bar{E}_{\pm, \pm}$ и поперечная $\bar{E}_{\pm, \pm}$ части приращений магнитной энергии, отнормированные к магнитной энергии начального возмущения E_0 :

$$\bar{E}_{\pm, \pm} = \int \left(\frac{H_{x0}^2}{8\pi\rho_{\pm}} - \frac{H_{x0}^2}{8\pi\rho_0} \right) ds / E_0, \quad (4.6)$$

$$\bar{E}_{\pm, \pm} = \int \left(\frac{H_{y\pm}^2}{8\pi\rho_{\pm}} - \frac{H_{y0}^2}{8\pi\rho_0} \right) ds / E_0. \quad (4.7)$$

$$E_0 = \int \frac{[H_{y0} + h_0(s)]^2 - H_{y0}^2}{8\pi\rho_0} ds = E_0^{(1)} + E_0^{(2)}.$$

Индексами «+» и «-» обозначены величины, относящиеся, соответственно к «быстрой» и «медленной» группам возмущений. Рис. 3 показывает зависимость приращений кинетической и магнитной энергий этих групп возмущений от отношения $\vartheta = c/c_A$ при фиксированном значении амплитуды начального возмущения $A = 1/2$ (расчет вариантов 1—4). Момент времени также фиксирован, $t = 15.0$ ($j = 300$). Для сравнения на рис. 3 приведены также результаты линейного анализа, полученные на основании соотношений (3.3) (см. [6]), близкие в качественном отношении. При этом $\mu = E_0^{(2)}/E_0^{(1)}$. Значение $\mu = 0$ соответствует учету в (4.6), (4.7) только линейных членов, $\mu = 3/16$ отвечает начальному возмущению вида (4.1) с $A = 0.5$.

На рис. 4, 5 представлены спектры возмущений, соответствующие вариации значений параметров ϑ (рис. 4) и A (рис. 5). Видно, что с изменением ϑ спектры меняются не очень сильно, но все же можно отметить, что, во-первых, с уменьшением ϑ растет коротковолновая часть спектра как в быстрой, так и в медленной волнах; во-вторых, длинноволновая часть спектра ($k \lesssim 10$) в медленной волне при $\vartheta \ll 1$ и в быстрой при $\vartheta \gg 1$ приближается, видимо, к спектру начального возмущения.

Что касается спектров, полученных в результате варьирования значений амплитуды начального возмущения (расчет вариантов 1, 5, 6), то видно, что при $A = 1$ и $A = 1/2$ высокочастотные части спектра совпадают в быстрой волне и несколько отличаются в медленной. Последнее, по-видимому, связано с тем, что в случае медленной волны на данный момент мы имеем менее развитую стадию процесса трансформации волны по сравне-

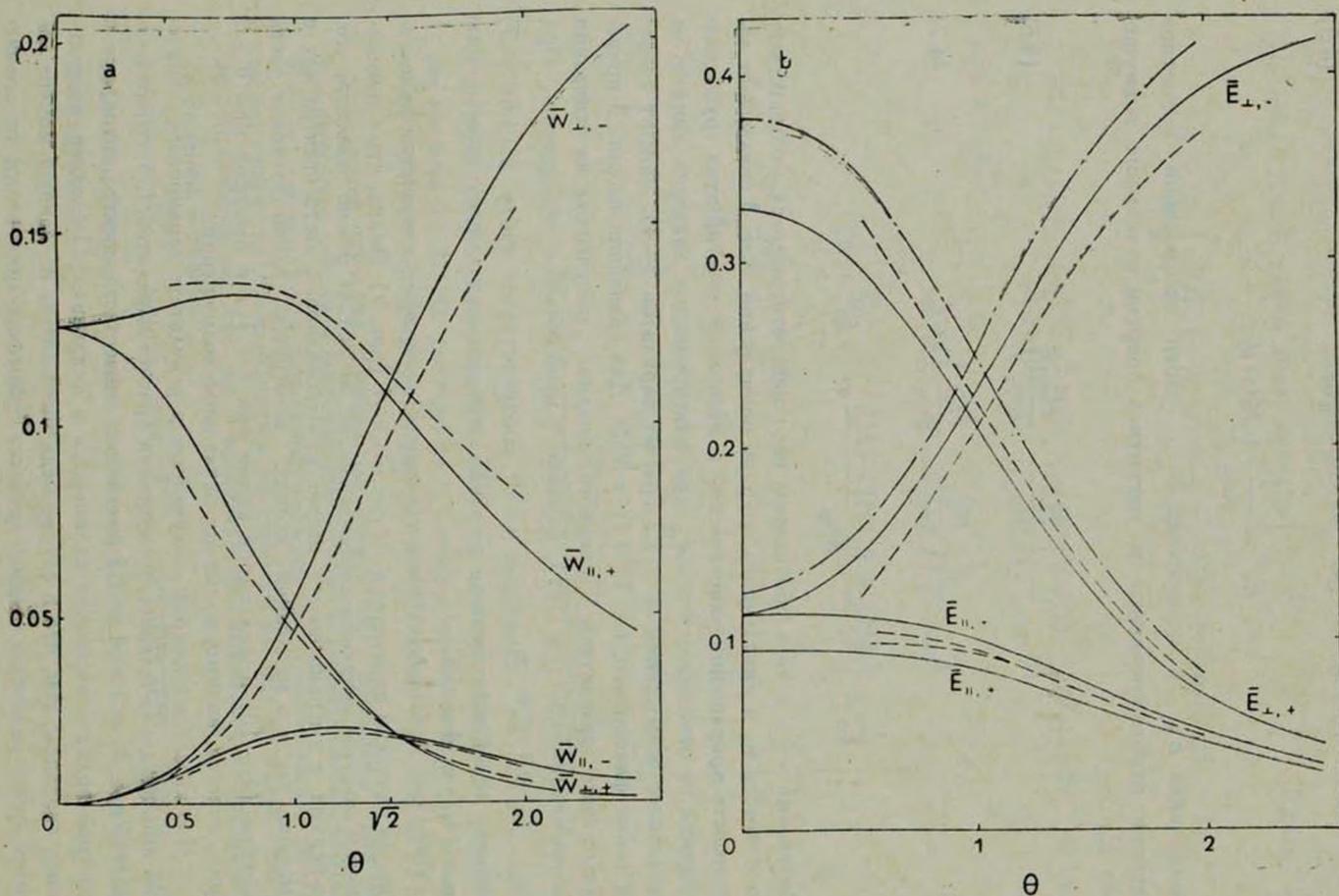


Рис. 3. Зависимость от $\theta = c/c_A$ приращений кинетической (\bar{W}) и магнитной (\bar{E}) энергий для продольного ($\bar{W}_{\perp, \pm}$, $\bar{E}_{\perp, \pm}$) и поперечного ($\bar{W}_{\parallel, \pm}$, $\bar{E}_{\parallel, \pm}$) направлений, в быстрой и медленной волнах, отнормированные к величине энергии начального возмущения. *a* — приращение кинетической энергии, *b* — магнитной. Представлены результаты линейного анализа ($\mu = 0$ — сплошная линия, $\mu = 3/16$ — штрих-пунктир) и резонанс резонансов $1:1$ (длинная).

нию с быстрой волной и, соответственно, недостаточно сформировавшийся вид спектра—как уже отмечалось, нелинейное взаимодействие в быстрой волне происходит интенсивнее, чем в медленной. На рис. 4, 5, как и в случае ранее рассмотренного варианта 1, коротковолновая часть спектра асимптотически приближается к виду k^{-1} .

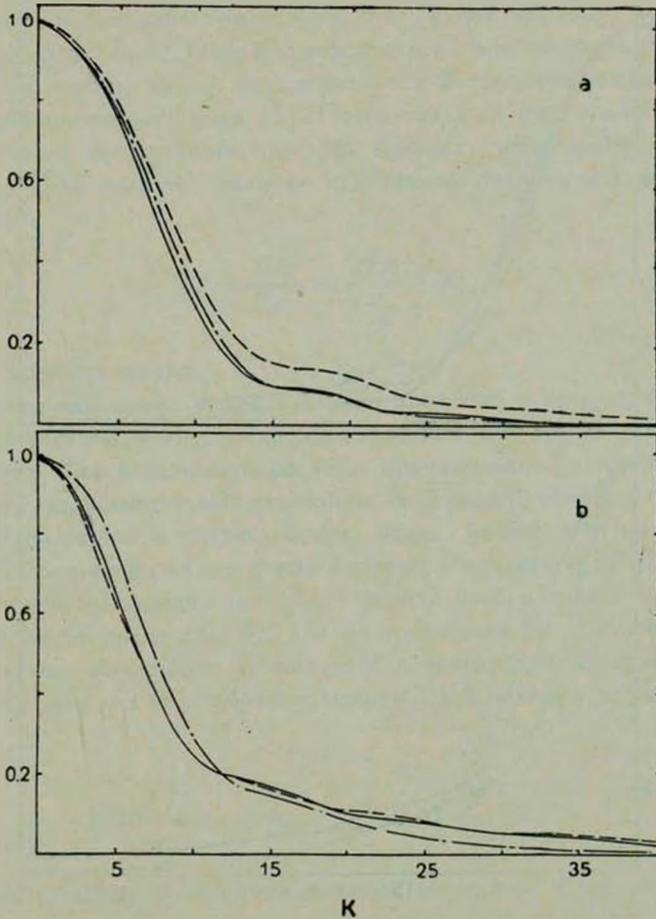


Рис. 4. Вид спектров возмущений на фиксированный момент времени ($t=21, 25$), полученных при различных значениях ϑ ($\vartheta = 1/2$ — пунктир, $\vartheta = 1$ — сплошная линия, $\vartheta = 2$ — штрих-пунктир) при $A = 1/2$. а — медленная волна, б — быстрая.

5. *Приложения к звездным коронам.* Звездные короны отличаются большим разнообразием плотностей — у основания короны $n = 10^8 \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для применимости гидродинамического приближения, использованного в данной работе, требуется выполнение условия $l \ll L$, где

l — длина свободного пробега, L — высота однородной короны. Для кулоновских столкновений имеем

$$l \approx \frac{(kT)^2}{\lambda e^4 n} \approx 10^7 \frac{\tilde{T}^2}{n_{10}} \text{ см.} \quad (5.1)$$

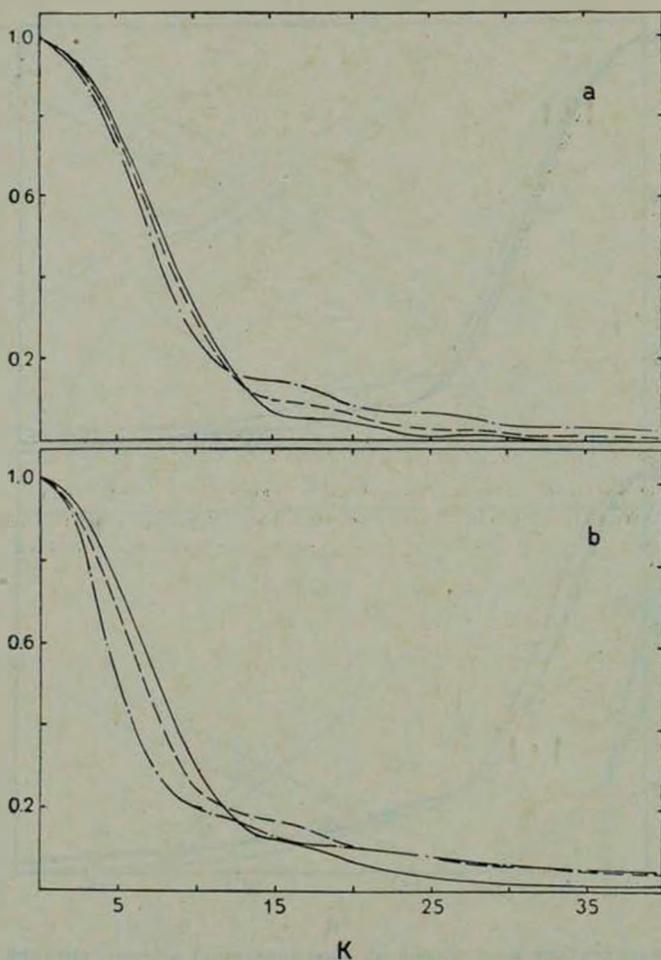


Рис. 5. Вид спектров возмущений ($t = 21, 25$), полученных при варьировании величины A ($A = 1/4$ — сплошная линия, $A = 1/2$ — пунктир, $A = 1$ — штрих-пунктир) при значении $\vartheta = 1$. а — медленная волна, б — быстрая.

Здесь $n_{10} = n/10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{T} = \frac{T}{2 \cdot 10^6 \text{ К}}$, $\lambda = 10$ — кулоновский логарифм.

Высота однородной короны звезды равна:

$$L = \frac{RTR^2}{GM} \approx 0.1 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right) R\tilde{T}. \quad (5.2)$$

Для Солнца [12] $n_{10} = 0.1$, $\tilde{T} = 1$, $l \approx 10^9$, $L \approx 6 \cdot 10^9$; для звезд типа Т Тельца плотность может достигать $n_{10} = 10^2$ [13, 14] и во всей короне $l \ll L$.

В изотермической короне распространяются только волны с $\lambda < L$, а для слабой диссипации требуется $\lambda > l$. Таким образом, в достаточно плотных коронах ($n_{10} \gtrsim 1$) может распространяться широкий спектр волн. У основания короны нагрев осуществляется в основном, видимо, за счет аннигиляции магнитного поля [5]. Поток тепла за счет теплопроводности не обеспечивает достаточного прогрева верхних слоев короны [15, 16], и диссипация волн является важным источником нагрева вплоть до критической точки:

$$R_c \approx \frac{GM}{2u_s^2} \approx \left(\frac{2.8}{\tilde{T}} \right) R_{\odot}, \quad (5.3)$$

где u_s — скорость звука.

Наличие магнитных полей в короне приводит к генерации в ней быстрой и медленной магнитогиродинамических (МГД), а также альфвеновской волн. Как показывают расчеты, произвольное возмущение магнитного поля, создаваемое у основания короны конвективными движениями, в отсутствие разрывов и альфвеновских волн, распадается на два пакета, распространяющихся со скоростями быстрой и медленной МГД волн. Длина, на которой происходит укрупнение фронта и образование ударной волны в однородной среде для $A \gtrsim 1/2$ не превышает 5λ . После образования ударной волны диссипация усиливается и происходит превращение энергии волны в тепло. Таким образом, нагрев МГД волнами начинается с высоты h_h :

$$5 \cdot 10^2 \frac{\tilde{T}^2}{n_{10}} \text{ см} \leq h_h \approx 5\lambda \leq 0.5 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right) R\tilde{T}. \quad (5.4)$$

Если принять длину пробега волны до ее затухания $\sim h_h$, то получится, что МГД волны нагревают слой на солнце не больше $0.5 R_{\odot}$. Для звезд большего радиуса допустимые длины волн увеличиваются и при $R \approx 1.6 R_{\odot}$ имеем $R + h_h \approx R_c$. Таким образом, для звезд типа Т Тельца [13, 14] нагрев короны может осуществляться МГД волнами. На солнце МГД волны быстро затухают, поэтому более высокие слои, вплоть до

критического радиуса $R_c = (2.8 + 5) R_\odot$, нагреваются, видимо, альфвеновскими волнами, диссипация которых значительно слабее.

Институт космических
исследований АН СССР
Институт прикладной математики
им. М. В. Келдыша АН СССР

EVOLUTION OF MHD-WAVES IN HOMOGENEOUS ISOTHERMAL MEDIUM

G. S. BISNOVATY-KOGAN, S. B. POPOV, YU. P. POPOV

The process of propagation and nonlinear transformation of magnetic hydrodynamic (MHD) waves generated by initial magnetic field perturbation is under consideration. One dimensional equations of hydromagnetics in application to Sun chromosphere physics have been applied. Making use of linear analysis, the evolution of a small perturbation in the isothermal medium in homogeneous magnetic field and some energy characteristics depending on parameters are investigated. The evolution of the finite amplitude perturbation is numerically obtained in complete nonlinear depiction of the problem. The spectrum evolution and MHD-wave transformation are considered. It is shown that MHD-waves may be important in the heating of stellar coronas with the radii $R \geq 1.6 R_\odot$. When the radii are smaller then heating of an extended corona seems to be realized by Alfven's waves.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Галеев, Р. Э. Сагдеев, Нелинейная теория плазмы. Вопросы теории плазмы, вып. 7, Атомиздат, М., 1973.
2. Б. Б. Кадомцев, Коллективные явления в плазме, Наука, М., 1976.
3. С. Б. Пикельнер, М. А. Лившиц, Астрон. ж., 41, 1007, 1964.
4. R. Stein, J. Leibacker, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 407, 1974.
5. R. Rosner, W. Tucker, G. Vaiana, Ap. J., 220, 643, 1978.
6. Г. С. Бисноватый-Коган, С. Б. Попов, Ю. П. Попов, Нелинейная трансформация МГД-волн в однородной изотермической среде. Препринт ИПМ АН СССР, № 90, 1978.
7. А. А. Самарский, Ю. П. Попов, Разностные схемы газовой динамики, Наука, М., 1975.
8. А. Г. Куликовский, Г. А. Любимов, Магнитная гидродинамика, Физматгиз, М., 1962.
9. G. Gazdag, J. Comp. Phys, 1, 100, 1973.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, изд. 2, ГИТТЛ, М., 1953.
11. А. И. Ахиезер, Электродинамика плазмы, Наука, М., 1974.
12. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
13. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, Астрон. ж., 54, 1268, 1977.
14. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, Письма АЖ, 6, 34, 1980.
15. R. Mewe, Space Sci. Rev., 24, 101, 1979.
16. G. S. Bisnovaty-Kogan, I. M. Gordon, Solar Phys., 18, 133, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.3—1/—8

ВРАЩАЮЩИЕСЯ ГОРЯЧИЕ СВЕРХПЛОТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В. БАЛЕК

Поступила 10 июля 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Рассматривается выделение энергии деформации сверхплотных звезд, обусловленной вращением. Энергия деформации нейтронных звезд вносит основной вклад в полное энерговыделение в течение нескольких сотен лет или, если в веществе нейтронной звезды присутствует π -конденсат, примерно 10^4 лет, но во втором случае в течение большей части этого времени тепловое излучение звезды практически ненаблюдаемо. Светимость, обусловленная выделением энергии деформации белых карликов, получается при пренебрежении нейтринными потерями около $0.08 \tau_9^{-1} L_\odot$, где τ_9 — время в единицах 10^9 лет, в течение которого белый карлик сохраняет угловую скорость, близкую к максимальной.

1. *Введение.* Выделение тепловой энергии может поддерживать излучение черного тела с поверхности пульсара в Крабе с мощностью вблизи наблюдаемого верхнего предела [1], а также обеспечить наблюдаемые светимости белых карликов. Однако эти заключения чувствительны к величине нейтринных потерь, например, первое оказывается неверным, если нейтринная светимость усиливается из-за присутствия пионного конденсата в ядерном веществе [2, 3]. Таким образом, представляет интерес также рассмотрение других источников энергии сверхплотных звезд, кроме теплового. В случае быстрых пульсаров и, вероятно, некоторых белых карликов, мощным запасом энергии является кинетическая энергия вращения, но диссипация ее во внутренних частях звезды возможна только тогда, когда происходит дифференциальное вращение некоторого рода, а для такого предположения нет пока веских доводов (горячие белые карлики с дифференциальным вращением рассматриваются в [4]). При твердотельном вращении имеется добавочная энергия, выделяемая во всем объеме звезды, которая связана с изменениями структуры и гравитационного по-

ля звезды, обусловленными вращением (энергия деформации). Этот источник энергии сверхплотных звезд был предложен в [5, 6], и в [6] подробно изучена его роль в тепловой эволюции белых карликов. В [7] качественно рассматриваются, в случае нейтронных звезд, следствия того, что энергия деформации пропорциональна четвертой степени угловой скорости. Настоящая работа является продолжением [7], причем в рассмотрение включены также белые карлики.

В разделе 2 исследуются тепловая энергия и нейтринная светимость нейтронных звезд, а также рост температуры в их поверхностном слое. В разделе 3 рассматривается постановка задачи описания тепловой эволюции вращающихся нейтронных звезд (см. уравнения (13), (14)) и обсуждаются свойства решения в случае, если торможение вращения обусловлено излучением магнитного диполя. В разделе 4 рассмотрена аналогичная задача для белых карликов.

2. *Тепловые свойства нейтронных звезд.* Предположим, что вся нейтронная звезда за исключением некоторой внешней оболочки является идеально теплопроводящей, так что распределение температуры T дается соотношением

$$Te^{1/2} = \text{const}, \quad (1)$$

где e — метрический коэффициент g_{00} . На внутренней границе оболочки температура имеет значение T_1 , которое определяется, при заданной эффективной температуре, непрозрачностью κ поверхностных слоев звезды. Тепловая энергия u и нейтринные светимости L, L' , обусловленные урка-процессом (L — при отсутствии пионного конденсата в ядерном веществе, L' — при его наличии), зависят от T_1 степенным образом

$$u = u_0 \bar{T}_1^2, \quad (2)$$

$$L = L_0 \bar{T}_1^8, \quad (3)$$

$$L' = L'_0 \bar{T}_1^4, \quad (4)$$

где $\bar{T}_1 = T_1/10^9$ К. Вклады поверхностных слоев, состоящих из вещества в Ae и $Ae\pi$ фазах, нарушают эти температурные зависимости, но ими можно пренебречь.

Для облегчения описания тепловых свойств вещества примем «упрощенный химический состав», включающий нейтроны, протоны, электроны и, возможно, пионы, но без мюонов и гиперонов. Отношения чисел частиц в случае без π -конденсата (случай I) считаются такими же, что и в идеальном газе в β -равновесии. В случае, если вещество содержит π -конденсат (случай II), использованы значения концентраций нейтронов и протонов 0.58 и 0.42 соответственно, и плотность числа электронов пред-

полагается постоянной, соответствующей энергии Ферми $\epsilon_F = 50 \text{ МэВ}$ (см. [8]). Нейтринная светимость на 1 см^3 вещества в случае I дается в [9]. В случае II используем выражение для этой величины, найденное в [3], с пересмотренным числовым множителем

$$\rho q' = \frac{457 \pi (1 + 3G_A^2) G_F^2 m_n^* m_p^* \epsilon_F (kT)^3}{5040 \hbar^{10} c^5}, \quad (5)$$

где m_n^* , m_p^* — эффективные массы нейтрона и протона (для численной оценки принимается $m_n^* = 0.5 m_n$). Предполагая „замороженность“ энергии Ферми электронов, получим выражение, не зависящее от плотности вещества

$$\rho q' = 7.0 \cdot 10^{25} T^6 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (6)$$

Заметим, что если пионы связаны с большинством протонов в двухчастичные системы, то переходы между нейтронами и этими системами, если они вообще возможны, будут подавлены из-за того, что они могут происходить только при одновременном распаде или создании другой такой системы. Вследствие этого нейтринная светимость значительно уменьшится, хотя даже при пренебрежении рассматриваемыми выше процессами она оказывается больше, чем в случае I [10].

В четвертом и пятом столбцах табл. 1, 2 приведены значения u_0 , L_0 , L_0 (вслед за центральной плотностью ρ_c или центральным давлением P_c , массой M и радиусом R). Величины L_0 , L_0 вычислены с учетом красных смещений, т. е. представляют собой светимости, измеряемые удаленным наблюдателем. При расчете были использованы уравнения состояния [11] в случае I и [12] в случае II.

Соотношение между эффективной температурой T_e (или фотонной светимостью L_1) и T_1 подробно исследовалось Цурутой и Камероном [13]. В этой работе учтено значительное количество источников непрозрачности, но допущена неточность, искажающая окончательные результаты [14, 15] — для теплопроводности вырожденного электронного газа используется нерелятивистское выражение также в области, в которой электроны релятивистские. В [15] аналитическое решение для T в вырожденном поверхностном слое, полученное с использованием исправленного выражения для электронной теплопроводности, сшивается с решением [13] в точке, начиная с которой теплопроводность преобладает над переносом энергии излучением. Однако, как отмечается в [15], этот метод содержит некоторую неопределенность при больших T_e . Альтернативный подход, результаты которого здесь приводятся, состоит в интегрировании уравнения, связывающего температуру с давлением P ,

Таблица 1

ГОРЯЧИЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ. ВЕЩЕСТВО КОТОРЫХ НЕ СОДЕРЖИТ π -КОНДЕНСАТ

ρ_c гем ⁻³	M M_{\odot}	R км	u_0 10^{47} эрг	L_0 10^{39} эрг с ⁻¹	W_0 10^{34} эрг с ⁴	T_{1c} 10^8 К	T_{ec} 10^8 К	t_c годы	T_e (1 год) 10^8 К
8.64E13	0.13	109	2.4	0.13	310	3.7	0.3	8070	
2.84E14	0.26	17.9	3.0	0.24	2.2	5.7	1.1	390	5.3(1.9)
5.51E14	0.64	13.2	4.5	0.49	2.5	5.5	1.6	350	5.3(2.7)
1.14E15	1.17	11.7	5.5	0.87	2.0	5.3	1.9	300	6.4(3.3)
5.59E15	1.51	8.4	4.1	3.6	0.30	4.4	2.4	160	6.6(3.7)

Таблица 2

ГОРЯЧИЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ. ВЕЩЕСТВО КОТОРЫХ СОДЕРЖИТ π -КОНДЕНСАТ

P_c дин см ⁻²	M M_{\odot}	R км	u_0 10^{47} эрг	L_0 10^{44} эрг с ⁻¹	W_0 10^{38} эрг с ⁴	T_{1c} 10^8 К	T_{ec} 10^8 К	t_c годы	T_e (1 год) 10^8 К
3.71E33	0.10	8.2	1.0	0.52	3.4E-3	0.13	0.13	930	1.1(0.3)
6.74E33	0.24	8.9	2.2	1.2	2.5E-2	0.11	0.13	2.1E3	1.4(0.4)
1.40E34	0.56	10.7	5.2	2.7	0.26	8.6E-2	0.13	7.4E3	2.0(0.5)
2.23E34	0.88	11.9	8.1	4.1	0.91	7.6E-2	0.13	9.4E3	2.2(0.5)
7.11E34	1.32	12.6	10.8	5.3	1.92	7.1E-2	0.14	1.3E4	2.5(0.5)

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3R^2 T_c^4 e^{-(R)^2}}{16GM T^3} \frac{\chi_R \chi_C}{\chi_R + \chi_C}, \quad (7)$$

во всем поверхностном слое, с использованием подходящих приближений для лучистой непрозрачности χ_R и электронной непрозрачности χ_C . Выражение для χ_R , полученное для связанно-свободных переходов в условиях оболочек нейтронных звезд, дается в [16], а значения χ_R , обусловленные рассеянием на электронах, приводятся вместе с интерполяционной формулой для высоких T в [17]. Формулы для χ_R применялись без изменений также в слое с вырожденным веществом, так как значение χ_R влияет на правую часть (7) только в некоторой тонкой части этого слоя. Для электронной непрозрачности имеем

$$\chi_C = 3.68 \cdot 10^{-18} \frac{1+x^2}{x^6} T^2 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}, \quad (8)$$

где x — импульс Ферми электронов в единицах $m.c$. Электронная теплопроводность в невырожденном слое всегда мала (χ_C — правой части (7) сокращается). Тогда (7) решается аналитически до наступления вырождения, или, в случае больших T_c , до точки, за которой основной вклад в χ_R дает рассеяние на электронах, после чего нужно интегрировать численно. При $T_c < 6 \cdot 10^5$ К были использованы аналитические решения (7) для всего поверхностного слоя.

Результаты, полученные таким образом при замене выражения $1+x^2$ в (8) единицей, воспроизводят данные Цуруты и Камерона [13] с максимальным отклонением в несколько десятков процентов.

На рис. 1 представлена температура T_1 на границе между Ae- и Aeфазой как функция температуры T_c^* , связанной с T_c соотношением

$$T_c = \left[\frac{M}{M_\odot} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-2} e^{-\gamma(R)^2} \right]^{1/4} T_c^*. \quad (9)$$

Эти результаты применимы также в случае II, когда T_1 есть температура на границе между Ae-фазой и несжимаемым ядерным веществом. Зависимость $T_1(T_c)$, изображенная на рис. 1, находится в примерном согласии с данными [15], несмотря на то, что нами не учитывалась возможная кристаллизация вещества в Ae-фазе.

3. *Вращающиеся горячие нейтронные звезды.* Вращающаяся звезда обладает энергией деформации, которую запишем в виде

$$W = W_0 \Omega^4, \quad (10)$$

где Ω — угловая скорость. Полная энергия вращения дается выражением [17]

$$E_{ROT} = \frac{1}{2} I \Omega^2 + \frac{3}{4} \Delta I \Omega^2, \quad (11)$$

где I — момент инерции статической конфигурации, ΔI — добавка к этой величине, обусловленная вращением. Из этого выражения нужно вычесть энергию $1/2 (I + \Delta I) \Omega^2$, которую конфигурация потеряла бы при

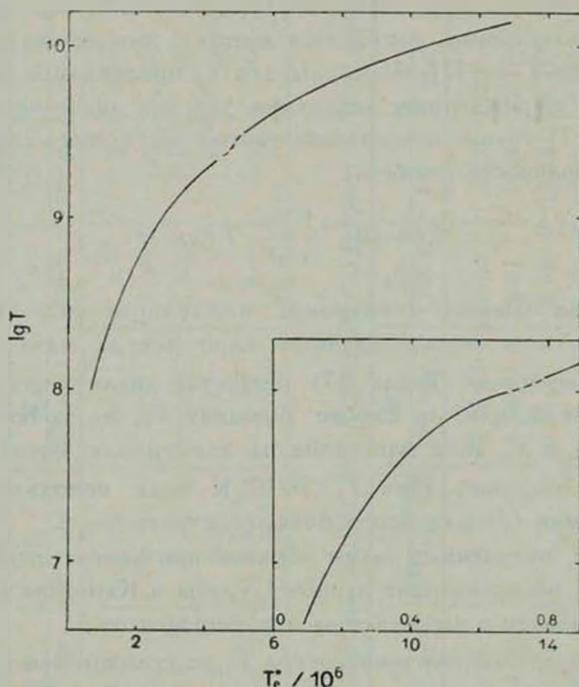


Рис. 1. Внутренняя температура нейтронной звезды с массой $1 M_{\odot}$ и радиусом 10 км, в зависимости от эффективной температуры. Части кривых, разделенные пунктиром, получены с использованием разных аппроксимаций уравнения (7).

уменьшении угловой скорости до нуля без одновременного изменения распределения массы (определение W в нерелятивистской теории, которое должно примерно выполняться также для слабо релятивистских объектов, какими являются нейтронные звезды). Если представить добавку к I в виде

$$\Delta I = \Delta I_m (\Omega / \Omega_m)^2,$$

где Ω_m — максимальная угловая скорость твердотельного вращения, получим энергию деформации в виде (10), причем

$$W_0 = \frac{1}{4} \Delta I_m \Omega_m^2. \quad (12)$$

Значения W_0 , вычисленные при помощи данных [19], приведены в шестом столбце табл. 1, 2.

Твердотельное вращение вызывает только малые изменения в структуре звезд, поэтому является обоснованным использование значений M , R , u_0 , L_0 и L_0 , полученных для статических конфигураций. Выделение W , видимо, происходит способом, нарушающим сферическую симметрию, но высокая теплопроводность недр нейтронной звезды должна и в этом случае обеспечить (почти) сферически-симметричное распределение температуры (1). Скорость выделения W определяется скоростью замедления вращения, так как релаксация конфигурации при изменении напряжений должна быть практически мгновенной (как подсказывают краткие периоды пульсаций). С учетом всех оговоренных упрощений зависимость температуры T_1 от времени t дается уравнением

$$\frac{dE}{dt} \equiv 2u_0 \bar{T}_1 \frac{d\bar{T}_1}{dt} + 4W_0 \Omega^3 \frac{d\Omega}{dt} = -L_0 \bar{T}_1^4 - L_1 \quad (13)$$

в случае I и уравнением

$$\frac{dE}{dt} = -L_0' \bar{T}_1^6 - L_1 \quad (14)$$

в случае II.

Решать уравнения (13), (14) можно только тогда, когда задана функция $\Omega(t)$. Предположим, что звезда теряет кинетическую энергию в основном магнитно-дипольным излучением, так что [20]

$$\Omega = (2at)^{-1/2}, \quad (15)$$

где значение a для пульсаров равно примерно 10^{-16} с. Для числовых оценок использовалось значение $a = 4.7 \cdot 10^{-16}$ с, которое получается из (15) для пульсара в Крабе.

Отбросим второй член в правых частях (13), (14) и рассмотрим в отдельности случаи, когда $dE/dt = du/dt$ („эпоха выделения тепловой энергии“) и когда $dE/dt = dW/dt$ („эпоха выделения энергии деформации“). Зависимости $\bar{T}_1(t)$ следующие: в случае I

$$\bar{T}_1 = \left(\frac{u_0}{3L_0} \right)^{1/6} t^{-1/6} \quad \text{или} \quad \left(\frac{W_0}{2a^2 L_0} \right)^{1/8} t^{-3/8}, \quad (16)$$

и в случае II

$$\bar{T}_1 = \left(\frac{u_0}{2L_0} \right)^{1/4} t^{-1/4} \quad \text{или} \quad \left(\frac{W_0}{2a^2 L_0} \right)^{1/6} t^{-1/2} \quad (17)$$

для эпох выделения тепловой энергии и энергии деформации соответственно. Как видно из этих формул, звезда в начале тепловой эволюции проходит через эпоху выделения энергии деформации. Продолжительность этой эпохи t_c получается сравнением альтернативных выражений в правых частях (16), (17).

Значения t_c , соответствующей температуры на внешней границе ядра T_{1c} и эффективной температуры T_{ec} приведены в табл. 1, 2. Простым расчетом можно убедиться, что в обоих случаях, I и II, нейтринная светимость при температуре T_1 на несколько порядков выше фотонной, так что пренебрежение величиной L_1 в (13), (14) является законным. В последнем столбце табл. 1, 2 приводятся значения эффективной температуры через год после образования нейтронной звезды и в скобках та же величина, полученная без учета энергии деформации.

Энерговыделение нейтронных звезд, вещество которых не содержит π -конденсат, поддерживается за счет энергии деформации в течение времени порядка сотен лет. Если эффект π -конденсации увеличивает нейтринную светимость настолько существенно, как указано в формуле (6), то учет этого эффекта приводит к значению времени, в течение которого преобладает энергия деформации, порядка 10^4 лет. Однако почти все это время эффективная температура настолько мала, что тепловое излучение звезды практически ненаблюдаемо (например, для модели с $M = 1.32 M_{\odot}$ она падает на $2 \cdot 10^6$ К уже после 2 лет). В первые годы после образования нейтронной звезды учет энергии деформации увеличивает эффективную температуру в 2 раза в случае без π -конденсата и в $2 \div 5$ раз в случае, если в веществе нейтронной звезды имеется π -конденсат.

4. *Вращающиеся горячие белые карлики.* Исследование роли энергии деформации W в тепловой эволюции белых карликов осложнено тем, что не имеется данных наблюдений о вращении этих звезд. Однако нет причины сомневаться в том, что по крайней мере часть белых карликов вращается с большими Ω . Поэтому рассмотрение выделения энергии W представляется также нужным, хотя оно должно исходить из ad hoc предположений о функции $\Omega(t)$.

Белые карлики с $T \approx (10^7 \div 10^8)$ К (T — температура внутренней части звезды, которая принимается постоянной вплоть до снятия вырождения) обладают высокой нейтринной светимостью, если в их недрах содержится заметное количество ядер с нечетным атомным числом A , за счет урка-оболочек [21]. Рассмотрим модель с $\rho_c = 2.09 \cdot 10^9$ г см $^{-3}$, $M = 1.26 M_{\odot}$, $R = 2040$ км, причем $\langle A \rangle = 20$. В [21] приводятся результаты расчетов тепловой эволюции аналогичной модели, совместимые с выражением для нейтринной светимости урка-оболочки

$$L = 10^{33} \bar{T}^3 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (18)$$

где $\bar{T} = T/10^7$ К. Используя упрощенную теорию тепловых свойств белых карликов (см. введение в [22]), получим для тепловой энергии данной модели $u = 1.5 \cdot 10^{47} \bar{T}$ эрг и для фотонной светимости $L_1 = 1.3 \cdot 10^{31} \bar{T}^{3.5}$ эрг с⁻¹. Энергия деформации при $\Omega = \Omega_m$ имеет значение $W_m = 1.0 \cdot 10^{49}$ эрг (см. [19]).

Предположим, что Ω и в этом случае уменьшается по закону $t^{-1/2}$:

$$\Omega = \Omega_m (\tau/t)^{1/2}.$$

Если потери энергии описываются формулой (18), то учет энергии деформации приводит к зависимости $T \sim t^{-3.5}$ вместо $T \sim t^{-1.4}$, причем такая зависимость будет иметь место в течение ~ 1000 лет при $\tau = 100$ лет, и $\sim 10^9$ лет при $\tau = 2 \cdot 10^7$ лет. Во втором случае имеем дело с очень медленным торможением, при котором угловая скорость звезды в течение 10^9 лет уменьшится только до значения $0.14 \Omega_m$, и при этом выделение W в течение первых 10^7 лет поддерживает температуру $T = 2.0 \cdot 10^7$ К и светимость $L_1 = 0.04 L_\odot$ (без учета W получаем значение $L_1 = 2 \cdot 10^{-4} L_\odot$, которое, очевидно, слишком занижено). При предположении, что потери энергии обусловлены только фотонной светимостью, продолжительность эпохи выделения W не слишком заметно меняется, но увеличивается роль W : в случае медленного торможения, рассмотренного выше, в течение первых 10^7 лет имеем $T = 9.1 \cdot 10^7$ К и $L = 8 L_\odot$. Близкое значение светимости было найдено в [6] для самой массивной модели при температуре в 7 раз большей и с характерным временем $7 \cdot 10^7$ лет. Подобное качественное согласие с [6] получим также в случаях, когда торможение звезды происходит еще медленнее. При этом светимость в течение первых τ лет примерно равна $W\tau^{-1} = 0.08 \tau_9^{-1} L_\odot$, где $\tau_9 = \tau/10^9$ лет.

Автор выражает благодарность профессору Э. В. Чубаряну за интерес к работе и полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

ROTATING SUPERDENSE STARS

V. BALEK

The deformation energy release due to the rotation of superdense star is discussed. The energy of deformation of neutron star¹ is the main contribution in total energy during several hundred years. When the matter of neutron star contains π -condensate the corresponding time is approximately 10^1 years. In the latter case the thermal radiation of the star is practically unobservable during the most part of this time. Luminosity of white dwarfs, owing to the release of their deformation energy is of the order of $0.08 \tau_0^{-1} L_\odot$ without taking into account neutrino escape. Here τ_0 is the time measured in 10^9 years units during which the angular velocity of white dwarf is close to its maximum value.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. V. Maxwell, *Ap. J.*, 231, 201, 1979.
2. O. V. Maxwell, G. E. Brown, D. K. Campbell, R. F. Dashen, J. T. Manassah, *Ap. J.*, 216, 77, 1977.
3. M. Kituchi, Preprint, 1977.
4. R. H. Durlsen, *Ap. J.*, 183, 203, 1973.
5. Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, 8, 476, 1972.
6. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 8, 541, 1972.
7. В. Балек, М. О. Минасян, *Изв. АН АрмССР, Физика*, 16, 24, 1981.
8. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
9. J. N. Bahcall, R. A. Wolf, *Phys. Rev.*, 140B, 1452, 1965.
10. Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 17, 398, 1981.
11. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, *Наука, М.*, 1972.
12. G. S. Sahakian, L. Sh. Grigorian, *Astrophys. Space Sci.* 73, 307, 1980.
13. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 44, 1863, 1966.
14. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян, *Астрофизика*, 7, 237, 1971.
15. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 15, 647, 1979.
16. D. C. Morton, *Ap. J.*, 140, 40, 1964.
17. D. H. Sampson, *Ap. J.*, 129, 734, 1959.
18. J. B. Hartle, *Ap. J.*, 161, 111, 1970.
19. В. Балек, М. О. Минасян, Молодой научный работник, 32, 172, 1980.
20. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, *Наука, М.*, 1971.
21. С. Цурута, А. Дж. У. Камерон, Урка-оболочки в плотных звездных недрах, в сб. «Белые карлики», *Мир, М.*, 1975.
22. X. M. Van Horn, Остывание белых карликов, в сб. «Белые карлики», *Мир, М.*, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

А. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 19 мая 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Рассматривается влияние крупномасштабных турбулентных движений на структуру и параметры межзвездных облаков. Приведены результаты численных расчетов моделей сферически-симметричных облаков с турбулентным давлением. Установлено, что в присутствии турбулентных движений значительно увеличивается предельная масса $M_{кр}$ равновесного облака. С ростом скорости турбулентности v_t от 0 до 2 км с⁻¹ величина $M_{кр}$ увеличивается более чем на порядок. При этом, однако, падает плотность газа. Одинаковая по облаку турбулентная скорость не позволяет объяснить структуру наблюдаемых массивных облаков. Для образования равновесных массивных облаков с плотными $n \gtrsim 10^4$ см⁻³ ядрами необходимо задать уменьшающуюся к центру скорость турбулентности. При таком предположении построена качественная модель равновесного облака с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$. В центральном ядре такого облака с $M \sim 200 M_{\odot}$ плотность превосходит 10^4 частиц в см³.

1. *Введение.* В данной работе рассматривается влияние крупномасштабных турбулентных движений на структуру и параметры межзвездных облаков. Как показано в [1] и [2], без учета стабилизирующего влияния турбулентного и магнитного давлений невозможно получить в условиях галактического диска равновесные облака с массами $M \gtrsim 600 M_{\odot}$. В свою очередь из наблюдений следует, что в Галактике существуют гигантские межзвездные облака с массами $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$, имеющие плотности в центральных областях $\gtrsim 10^4$ частиц в см³. Количество таких облаков оценивается величиной ~ 5000 [3]. Имеется целый ряд аргументов в пользу того, что время жизни массивных молекулярных облаков достигает $\sim 10^9$ лет; с ними связаны области активного звездообразования. Поэтому исследование характеристик и структуры таких облаков принципиально важно для изучения эволюции межзвездной среды и образования звезд.

Изучение профилей молекулярных линий показывает, что в межзвездных облаках существуют турбулентные движения со скоростями, достигающими 8—10 км с⁻¹. Имеются указания на то, что турбулентные скорости близки к звуковому пределу [4]. В плотных компактных облаках, как правило, турбулентные скорости не превышают 1 км с⁻¹ [5].

В данной работе представлены результаты исследования строения и характеристик межзвездных облаков с турбулентным давлением, на основании которых обсуждаются условия существования и возможные параметры массивных облаков.

2. *Формулировка задачи.* Будем рассматривать квазистатические сферически симметричные облака, в которых внутреннее газовое и турбулентное давление уравниваются самогравитацией и внешним давлением. При этом не рассматриваются источники турбулентности, а принимается, что внутри облака поддерживается постоянная по радиусу заданная скорость турбулентных движений.

Модель такого облака описывается уравнениями гидростатического равновесия, энергетического баланса и химического равновесия. Эти уравнения и метод их решения рассмотрены в работе [1]. В уравнении энергетического баланса учитываются: нагрев фотоэлектронами с пылевых частиц, нагрев космическими лучами, нагрев при образовании молекул Н₂ на поверхности пылинок и нагрев вследствие диссипации турбулентности. Объемное охлаждение осуществляется однократно ионизованными и нейтральными атомами углерода. Они являются основными источниками охлаждения диффузных межзвездных облаков (см., например, [6]).

Компонентный состав вещества облака определяется из системы уравнений химического равновесия с участием атомов Н и С, молекул Н₂, ионов Н⁺, Н⁻, Н₂⁺, С⁺ (см. [1]). Нагрев облака и компонентный состав зависят от интенсивности ультрафиолетового излучения, проникающего внутрь облака. С этой целью рассчитывается поле излучения в облаке с учетом поглощения пылевыми частицами, при фотодиссоциации молекул Н₂, а также при ионизации атомов углерода. Эта задача рассматривалась в работе [1].

С учетом турбулентного давления уравнение состояния записывается в виде

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{2} \rho v_t^2, \quad (1)$$

где v_t — скорость турбулентного движения, R — газовая постоянная, ρ и T — плотность и температура газа, μ — молекулярный вес.

Скорость нагрева, связанная с диссипацией турбулентного движения, равна

$$\Gamma_i \simeq \rho v_i^3 / L, \quad (2)$$

где L — характерный масштаб турбулентности. Если v , выразить в км с^{-1} , а L в парсеках, получим

$$\Gamma_i = 7.74 \cdot 10^{-28} n_p v_i^3 / L \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь n_p — концентрация частиц.

О величине диссипации энергии $\varepsilon = v^3/L$ в межзвездных облаках известно мало. В работе [11] полагается, что ε не должна значительно превышать $10 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$. Оценки, основанные на предположении о том, что источником турбулентности являются расширяющиеся зоны H II, дают для межзвездной среды $\varepsilon \simeq 1 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$ [7]. В данной работе принималось, что $\varepsilon \simeq 3 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$.

3. *Результаты.* Расчеты проведены для облаков с турбулентными скоростями от 0.5 до 2 км с^{-1} при внешних давлениях P_0 в интервале от 1000 до 3000 К см^{-3} . Для каждого значения v_i рассмотрен широкий набор масс облаков вплоть до предельной равновесной.

На рис. 1 приведены распределения плотности и температуры по радиусу для межзвездного облака с массой $\mathcal{M} = 2400 \mathcal{M}_\odot$ при $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$ и различных v_i . Из него видно, как влияет величина турбулентной скорости на структуру облака. При малых скоростях турбулентности ($v_i \leq 1 \text{ км с}^{-1}$) градиенты плотности и температуры в облаке достаточно большие. Облака при этом имеют относительно плотные ($n_p \geq 100 \text{ см}^{-3}$) и холодные ($T \sim 20 - 30 \text{ К}$) ядра. Но с ростом v_i градиент плотности падает, уменьшается также величина средней плотности. Например, при $v_i = 1 \text{ км с}^{-1}$ величина n_p от поверхности к центру увеличивается с ~ 20 до $\sim 125 \text{ см}^{-3}$, а при $v_i = 2 \text{ км с}^{-1}$ распределение плотности по радиусу практически однородное и примерно составляет 10 см^{-3} . Такая зависимость определяется тем, что с увеличением v_i растет турбулентное давление, приводящее к расширению облака и уменьшению его плотности. Одновременно по всему объему облака увеличивается температура газа, но градиент температуры при этом меняется мало. Это показывает, что сохраняется характер ослабления внешних ионизирующих излучений, обеспечивающих нагрев газа в облаке.

В рассматриваемых моделях с турбулентным давлением, соответствующим типичным для межзвездной среды значениям хаотических скоростей, газовое давление всегда меньше турбулентного. Это хорошо видно из рис. 2 для модели с $\mathcal{M} = 2400 \mathcal{M}_\odot$. При больших v_i возможны случаи, когда газовое давление уменьшается к центру облака, что связано со

значительным уменьшением температуры к центру при небольшом градиенте плотности.

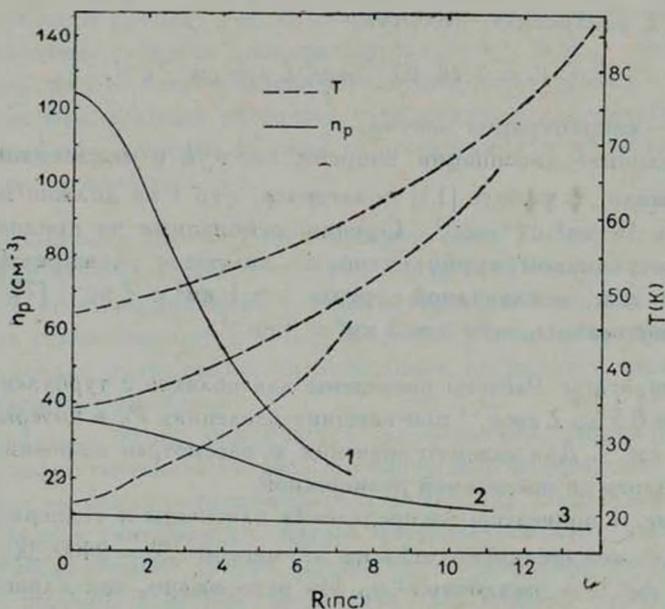


Рис. 1. Распределение плотности (сплошные кривые) и температуры (пунктирные кривые) по радиусу межзвездного облака с массой $2400 M_{\odot}$ при $P_0 = 3000 \text{ K cm}^{-3}$: 1 — при $v_t = 1 \text{ км с}^{-1}$, 2 — при $v_t = 1.5 \text{ км с}^{-1}$, 3 — при $v_t = 2 \text{ км с}^{-1}$.

Таким образом, можно было ожидать, что турбулентные облака близки по своему строению изотермическим с «турбулентной температурой», определяющейся величиной v_t^2 . Однако сравнение с соответствующими изотермическими моделями показывает, что вследствие убывания температуры внутрь облака распределения параметров в реальных моделях отличаются от изотермических.

Целый ряд характеристик зависит не от структуры конкретной модели, а только от концентрации частиц на луче зрения до заданной точки внутри облака. Очевидно, это относится к закону ослабления ультрафиолетового излучения, распределению скорости нагрева, компонентному составу вещества облака. В рассматриваемых моделях величина плотности частиц газа на луче зрения N_p от поверхности к центру облака достигает $\sim 1.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. При этом степень ослабления визуального излучения A_V , проходящего сквозь облако, не превышает 0.75 .

На рис. 3 приведен изменение относительной концентрации молекул H_2 в облаках. Образование молекул водорода становится эффективным в тех слоях облака, куда не проникает ультрафиолетовое излучение в линиях

лаймановской серии H_2 . Интересно, что в разрушении молекул H_2 важную роль играет не только излучение в длинах волн центров линий, но и излучение в далеких крыльях. На рис. 3 показаны кривые ослабления излучения для ряда длин волн внутри линии, отстоящих от центральной на величину $\Delta\lambda$. Результаты приведены для линии с длиной волны $\lambda = 1002.452 \text{ \AA}$. Следует отметить, что для всех рассматриваемых 60 линий результаты подобны.

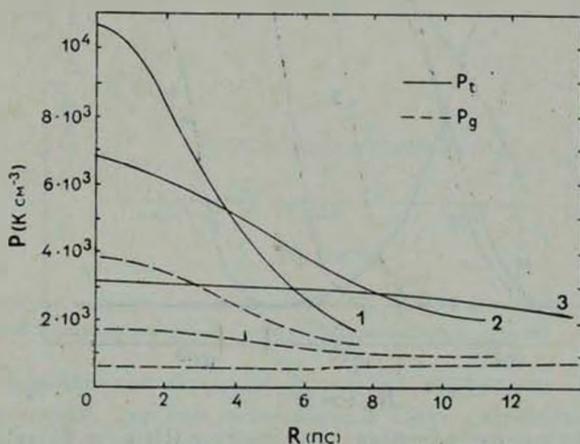


Рис. 2. Распределение турбулентного (P_t) и газового (P_g) давлений по радиусу облака с массой $2400 M_\odot$ при $P_0 = 3000 \text{ K cm}^{-3}$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Видно, что переход в H_2 происходит на глубинах, где поглощается излучение на расстоянии $\Delta\lambda \sim 0.03 \text{ \AA}$ от центра линии. При этом доплеровская полуширина линии $\Delta\lambda_D$ в рассматриваемых условиях на $\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$ составляет всего $\sim 0.001 \text{ \AA}$. Таким образом, на диссоциацию H_2 оказывает сильное влияние излучение в далеких лоренцовских крыльях линий.

В рассматриваемых моделях нагрев вследствие диссипации турбулентных движений сравним с нагревом космическими лучами низкой энергии (см. рис. 4). При этом в областях, куда проникает ультрафиолетовое излучение (до $N_p \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) наибольший вклад вносит фотоэлектронная эмиссия с пылевых частиц. На глубинах $N_p \geq 1.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ эффективность этого механизма нагрева резко уменьшается и основной приток энергии обуславливается космическими лучами и диссипацией турбулентности. Итак, в рассматриваемом случае нагрев диссипацией турбулентности играет подчиненную роль и не оказывает заметного влияния на характеристики облаков. Рост температуры во внешних слоях облака с увеличением v_t объясняется не турбулентным нагревом, а уменьшением плотно-

сти газа. Следует, однако, отметить, что если $\epsilon \gg 10 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$, турбулентность становится преобладающим источником нагрева, что должно приводить к порыванию температуры газа.

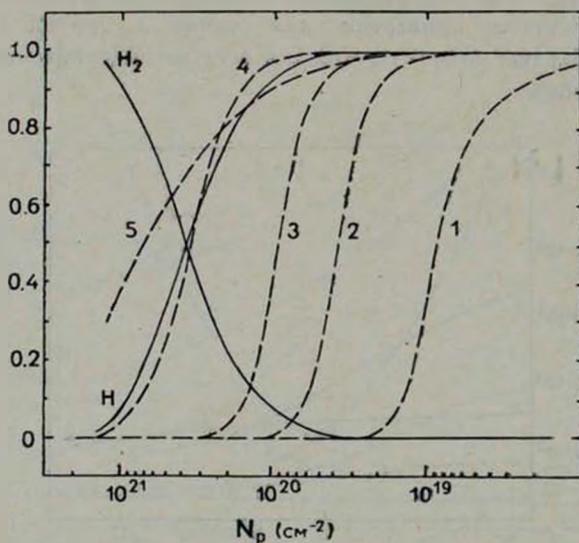


Рис. 3. Относительное содержание атомарного H (H) n_p и молекулярного водорода 2H (H_2) n_p в зависимости от N_p . Пунктирными кривыми показано изменение интенсивности межзвездного излучения с глубиной на различных расстояниях $\Delta\lambda$ от центра линии на $\lambda = 1002.452 \text{ \AA}$: 1 — $\Delta\lambda = 0.0$, 2 — $\Delta\lambda = 0.0015 \text{ \AA}$, 3 — $\Delta\lambda = 0.006 \text{ \AA}$, 4 — $\Delta\lambda = 0.03 \text{ \AA}$. Для сравнения приведена кривая поглощения излучения в непрерывном спектре на длине волны $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ (5).

При построении моделей с различными массами для заданных v_t и P_0 расчеты всегда доводились до таких масс, при которых облако находится на пределе устойчивости. На рис. 5 представлена зависимость критических масс \mathcal{M}_{cr} от v_t для облаков при внешнем давлении $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$. Для сравнения показана зависимость критической массы от v_t для изотермических шаров, которая рассчитывалась по формуле

$$\frac{\mathcal{M}_{cr}}{\mathcal{M}_{\odot}} = 29.187 \frac{(0.825 \cdot T + 50 \cdot v_t^2)^2}{\sqrt{P_0}}, \quad (3)$$

где v_t — скорость турбулентности в км с^{-1} , P_0 — внешнее давление в единицах К см^{-3} . Формула (3) получена из выражения для критической массы изотермического облака (см., например, [1]) с уравнением состояния (2).

Из рис. 5 видно, что с ростом v_t величина \mathcal{M}_{cr} увеличивается, а средняя плотность \bar{n}_p уменьшается. При изменении v_t от 0 до

2 км с^{-1} для $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$ величина \mathfrak{M}_p растет от ~ 200 до $\sim 7000 \mathfrak{M}_\odot$, а n_p падает с ~ 200 до $\sim 10 \text{ см}^{-3}$ соответственно. При этом также уменьшается градиент плотности по радиусу.

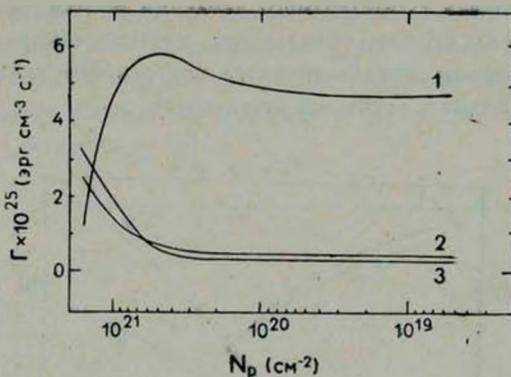


Рис. 4. Функции нагрева в зависимости от N_p : 1 — нагрев фотоэлектронами, 2 — нагрев диссипацией турбулентности, 3 — нагрев космическими лучами.

Таким образом, при больших величинах турбулентных скоростей облака с критическими массами оказываются более разреженными и близкими к однородным. Падение плотности связано с расширением облака под действием большого турбулентного давления. Градиент плотности уменьшается в результате того, что с ростом v_t в суммарном давлении все большую роль играет турбулентное давление. Так как величина v_t^2 постоянна по облаку, а T уменьшается к центру, для достижения определенного градиента давления, необходимого для равновесного состояния, в случае $v_t^2 \gg RT/\mu$ необходим меньший градиент плотности, чем в случае, когда $v_t^2 \sim RT/\mu$.

Следовательно, учет турбулентного давления хотя и позволяет значительно поднять предельную массу межзвездного облака, но не приводит к распределениям плотности, соответствующим наблюдаемым в массивных межзвездных облаках. Значения \mathfrak{M}_c для изотермических моделей, как и следовало ожидать, оказывается систематически выше расчетных, что связано с существованием градиента температуры по радиусу.

Зависимость центральной плотности n_c от P_0 при различных v_t изображена на рис. 6. Видно, что для получения больших n_c , соответствующих наблюдаемым в массивных облаках, должны быть заданы небольшие скорости турбулентности при высоких внешних давлениях.

Итак, основной вывод проведенного исследования состоит в следующем. Только облака с $v_t \leq 1 \text{ км с}^{-1}$ имеют достаточно плотные ($n \geq \geq 200 \text{ см}^{-3}$) и холодные ($T \sim 20\text{—}30 \text{ К}$) центральные области. При

этом их массы могут достигать $\sim 3000 M_{\odot}$, что приблизительно в 5 раз выше предельных значений, полученных в работах [1, 2]. Дальнейшее увеличение массы требует соответствующего увеличения v , но это, в свою очередь, приводит к уменьшению плотности. Следовательно, в присутствии одинакового по облаку турбулентного давления невозможно получить равновесные массивные облака, обладающие плотными ядрами. Этот вывод не зависит от природы дополнительного внутреннего давления: учет магнитного поля приводит к таким же результатам.

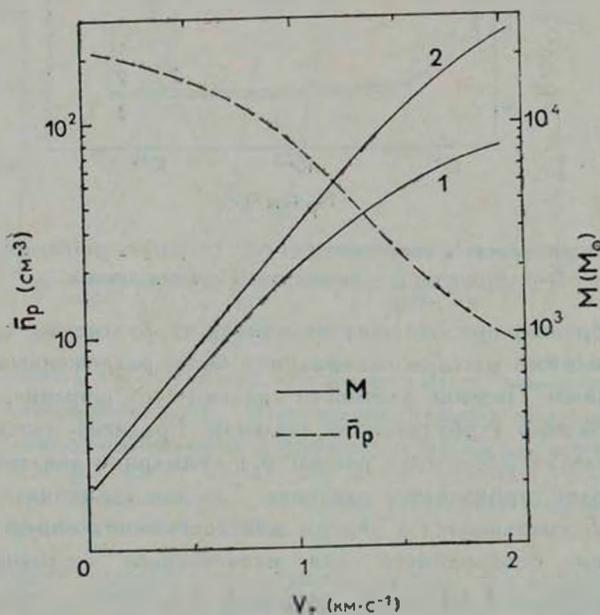


Рис. 5. Критические массы (сплошные кривые) и средние плотности (пунктирная кривая) в зависимости от скорости турбулентности при $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$: 1 — $M_{\text{кр}}$ для рассчитанных моделей, 2 — $M_{\text{кр}}$ для изотермических шаров.

4. *Качественная модель массивного облака.* Полученные результаты позволяют построить качественную модель массивного облака. В таком облаке скорость турбулентных движений должна уменьшаться к центру. В идеализированном случае можно принять, что облако состоит из нескольких зон, в каждой из которых постоянна скорость турбулентности, причем величина v уменьшается по направлению к центру облака. На границе зон сохраняется непрерывность давления.

Так как в турбулентных облаках газовое давление, как правило, меньше турбулентного, при качественных оценках его можно не учитывать. Таким образом, при построении модели массивного облака воспользуемся

выражением для давления (1) без первого члена. Приняв типичную для галактического диска величину внешнего давления $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$, имеем для изотермического облака предельную массу $\geq 10^5 M_\odot$ при $v_t \sim 3 \text{ км с}^{-1}$. Поскольку величина критической массы, полученная с помощью (3), несколько завышена, следует предположить, что равновесное облако с массой $\geq 10^5 M_\odot$ должно иметь турбулентные движения со скоростями $\geq 4 \text{ км с}^{-1}$. Такое облако будет протяженным, с радиусом $\sim 70 \text{ пс}$, и плотность в нем от поверхности к центру увеличивается в 2—3 раза при среднем значении $\sim 10 \text{ см}^{-3}$.

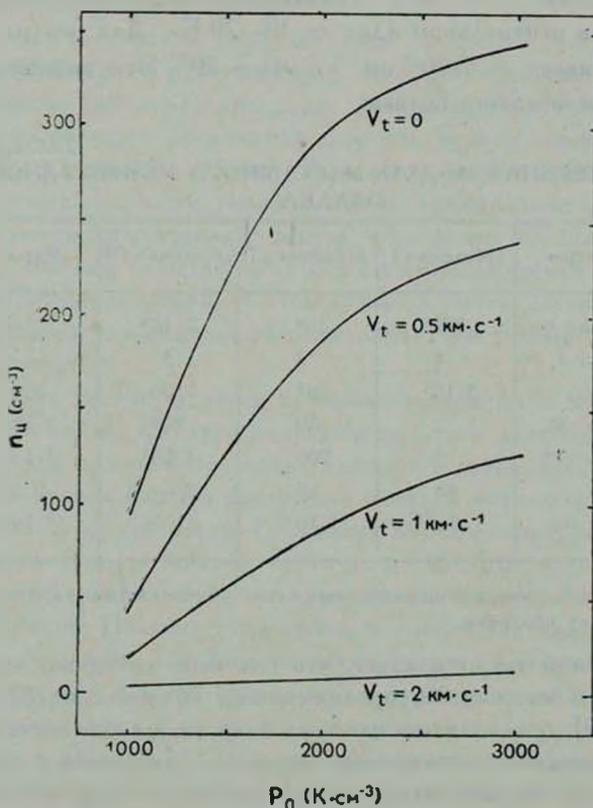


Рис. 6. Величины центральных плотностей облаков с критическими массами в зависимости от внешнего давления P_0 для различных скоростей турбулентности v_t .

Пусть внутри такого облака, в соответствии с полученными выше результатами, содержится область, в которой v_t ниже, чем для внешней оболочки. Если принять, что $v_t \sim 2 \text{ км с}^{-1}$, то при внешнем давлении $P_0 \sim 10^4 \text{ К см}^{-3}$, типичном для внутренних областей массивной обо-

лочки, получаем предельную массу этого облака $\sim 10^4 M_{\odot}$. Его радиус ≥ 10 пс и центральная плотность $\geq 100 \text{ см}^{-3}$. Для достижения плотностей $n_{\text{ц}} \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$ необходимо принять, что существует еще одна или две зоны, в которых $v_r \sim 1 \text{ км с}^{-1}$ и меньше. В этом случае возможно существование равновесной центральной зоны или ядра с массой $\sim 200 M_{\odot}$ с размерами ≤ 1 пс.

Итак, приняв, что массивное облако состоит из трех—четырёх слоев с различными v_r , можно хорошо согласовать его характеристики с наблюдаемыми. В табл. 1 приведен возможный вариант четырехслойной модели для облака с массой $\geq 10^5 M_{\odot}$. Температура газа в оболочке такого облака $\geq 100 \text{ К}$, а в центральном ядре $\sim 10\text{—}20 \text{ К}$. Для центра облака величина N_p достигает $\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и $A_V \sim 20^m$. Это параметры типичного темного межзвездного облака.

Таблица 1

КАЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ МАССИВНОГО МЕЖЗВЕЗДНОГО ОБЛАКА

Параметры	Оболочка I	Оболочка II	Оболочка III	Ядро
$P_0, \text{ К см}^{-3}$	3000	10^4	$7 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$
$v_r, \text{ км с}^{-1}$	4	2	1.5	1
$M_{\text{ядр}}, M_{\odot}$	$3 \cdot 10^5$	10^4	1500	200
$n_0, \text{ см}^{-3*}$	2	30	400	$5 \cdot 10^3$
$n_b, \text{ см}^{-3*}$	10	200	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$
$R, \text{ пс}$	80	10	2 — 3	0.5
$N, \text{ см}^{-2}$	10^{21}	$3 \cdot 10^{21}$	10^{22}	$5 \cdot 10^{22}$

* n_0 — плотность газа в поверхностных слоях оболочки; n_b — плотность газа во внутренних областях оболочки

Из наблюдений также следует, что плотные, холодные ядра облаков обычно окружены массивными протяженными оболочками [8]. Как показано в работе [9], обособлению плотных ядер также способствует экранирование их от внешних источников нагрева, связанных с поглощением излучения. Таким образом, несмотря на то, что построенная дискретная модель массивного облака довольно идеализирована, она позволяет объяснить основные свойства наблюдаемых молекулярных облаков. Из анализа наблюдательных данных также можно заключить, что турбулентные скорости в молекулярных облаках уменьшаются к центру. В работе [10], например, показано, что ширины эмиссионных линий молекулы CO в темном облаке в Тельце соответствуют $v_r \geq 2 \text{ км с}^{-1}$, молекул OH и CS — $v_r \sim 1 \text{ км с}^{-1}$, а молекулы NH_3 — $v_r \sim 0.2 \text{ км с}^{-1}$. Причем NH_3 наблю-

дается только в центральной области размером ~ 0.1 пс, область распространения OH и CS больше и, наконец, CO наблюдается в области ≥ 2 пс. Такое увеличение ширины наблюдаемых молекулярных линий можно связывать с увеличением скорости турбулентности к поверхности облака.

5. *Заключение.* 1. В работе выполнено исследование влияния турбулентного давления на структуру и параметры межзвездных облаков. Установлено, что при этом значительно увеличивается масса равновесных облаков. Получена зависимость максимальной массы равновесного облака от скорости турбулентного движения.

2. Хотя с увеличением турбулентного давления увеличивается предельная масса облаков в поле внешнего давления, одновременно уменьшается их плотность. Следовательно при предположении о том, что имеется одинаковая по облаку турбулентная скорость, нельзя объяснить структуру наблюдаемых массивных облаков. Для этого необходимо, чтобы величина турбулентных скоростей уменьшалась от поверхности к центру облака.

3. Построена качественная модель массивного облака в предположении, что оно состоит из нескольких зон с уменьшающимся к центру значением турбулентной скорости. В этом случае удастся достичь удовлетворительного согласия с наблюдательными характеристиками массивных межзвездных облаков.

4. В работе не обсуждается проблема генерации и поддержания турбулентных движений. Следует подчеркнуть, что в рассмотренных моделях величины v_t , как правило, превышают скорость звука. Однако это не означает, что для существования массивных облаков обязательно должна быть сверхзвуковая турбулентность. Поскольку определенный вклад в дополнительное давление могут вносить хаотические магнитные поля, необходимое турбулентное давление может соответствовать дозвуковым или околосзвуковым движениям. Поэтому полученные в работе значения v_t следует рассматривать обобщенно, как соответствующие тому дополнительному давлению (являющемуся суммой магнитного и турбулентного), которое необходимо для поддержания в равновесии массивного молекулярного облака.

5. Как и в работах [1, 2], в данном случае обсуждается возможность существования массивных облаков без внутренних источников нагрева, связанных, например, с погруженными внутрь молодыми звездами высокой светимости, либо генерируемыми сверхзвуковыми турбулентными движениями. Очевидно, появление в облаках внутренних источников нагрева должно способствовать повышению устойчивости массивных облаков и увеличению их времени жизни.

THE STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF TURBULENCE INTERSTELLAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The influence of turbulence on the structure and parameters of interstellar clouds is considered. The results of model calculations for spherically-symmetrical clouds with turbulent pressure are given. It is established that the critical mass \mathcal{M}_{cr} of steady state clouds is increased considerable in the presence of turbulence. The increase of turbulent velocity v_t from 0 to 2 km c^{-1} leads to the growth of \mathcal{M}_{cr} by a factor of more than 10. On the other hand, the gas density decreases when v_t increases. The turbulent velocity, unvariable within cloud does not allow to explain the structure of the observed giant molecular clouds. To obtain steady state massive cloud with the dense ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) core, it is necessary to assume that decrease occurs at the cloud's center turbulent velocity. The qualitative model of the steady state cloud containing $\sim 10^5 \mathcal{M}_{\odot}$ is constructed under this assumption. At the central core of this cloud with mass of $\sim 200 \mathcal{M}_{\odot}$ the gas density exceeds 10^4 particles in 1 cm^3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и Астрофизика, 37, 31, 1979.
2. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 14, 591, 1978.
3. N. Z. Scoville, K. Hersh, Ap. J., 229, 578, 1979.
4. R. L. Dickman, W. H. McCutcheon, W. L. H. Shuter, Ap. J., 234, 100, 1979.
5. B. J. Bok, P. A. S. P., 89, 597, 1977.
6. A. Dalgarno, R. A. McCrey, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
7. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
8. B. Zuckerman, P. Palmer, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 279, 1974.
9. И. Г. Колесник, в кн.: «Ранние стадии эволюции звезд», «Наукова думка», Киев, 1977, стр. 10.
10. P. T. P. Ho, R. N. Martin, P. C. Myers A. H. Barret, Ap. J., 215, L29, 1977.
11. G. B. Field, Heating and Ionization of the Interstellar Medium; Star Formation, Preprint N 268, Center for Astrophys. Harvard College Observatory, 1974, p. 83.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.3/4—32+524.6

ГЕНЕРАЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ВЫБРОСАМИ МАСС ИЗ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

В. И. КОРЧАГИН, В. Ф. РАХИМОВ

Поступила 8 февраля 1979

Принята к печати 12 января 1981

Выброс массивных объектов из центральных областей галактики в плоскости ее диска приводит к генерации отстающего двухрукавного спирального узора, растягиваемого дифференциальным вращением системы. Определены поляризационные потери энергии выброшенных тел. Показано, что аномальные радиорукава галактики NGC 4258 могут быть поляризационными следами объектов, выброшенных из ее центра.

1. *Введение.* Идея, согласно которой крупномасштабная структура в галактиках определяется эруптивной активностью их ядер, была высказана впервые Амбарцумяном (см., например, [1]) и в дальнейшем неоднократно обсуждалась в литературе. Так, например, Арп [2, 3] привел ряд доводов, свидетельствующих в пользу того, что по крайней мере в некоторых галактиках спиральная структура может определяться массами, выброшенными из центральных областей. Ван-дер-Крейт, Оорт и Мэтьюсон, исследуя радиоструктуру спиральной галактики NGC 4258, предположили в качестве механизма регенерации спиральных волн плотности выбросы газовых масс из ядерных областей каждые 10^9 лет [4] (см. также [5]). Статистический анализ пар радионисточников вблизи 48 спиральных галактик был проведен Валтоненом [6]. Он пришел к выводу, что по крайней мере пара радионисточников вблизи NGC 4258 представляет собой физически связанные объекты, которые могли быть выброшены в плоскости галактики из ее центральных областей в противоположных направлениях.

Таким образом, изучение динамики массивных объектов, выброшенных в галактической плоскости из центральных областей, и исследование

характера отклика ее плоской подсистемы представляют определенный интерес. Этим вопросам и посвящена настоящая статья.

Проведенное ниже исследование отклика плоской подсистемы на радиально движущиеся массы позволяет сделать вывод о том, что аномальные радиорукава галактики NGC 4258 могут быть поляризационными следами, индуцируемыми гравитационными полями разлетающихся тел.

2. *Модель галактики и динамика возмущений.* Спиральные галактики являются сложными системами, для которых построение равновесных решений, дающих связь между всеми равновесными параметрами, является трудной задачей. Это заставляет при выборе равновесной модели апеллировать к наблюдательным данным [7].

Выберем модель галактики двухподсистемной, предполагая, что невращающаяся сферическая и вращающаяся плоская подсистемы находятся в равновесии. Плоские подсистемы галактик образованы молодыми звездами, межзвездным газом и пылью и характеризуются сравнительно малой дисперсией скоростей, большим вращением и слабой концентрацией массы к центру. Совокупность имеющихся теоретических и наблюдательных данных показывает, что на долю плоских подсистем приходится, по-видимому, лишь малая часть полной массы галактики [8]. Поэтому плоские подсистемы в галактиках не являются самогравитирующими и равновесные параметры в них в основном определяются распределением массы в других подсистемах.

Явное выделение двух подсистем звезд, соответствующих населением I и II в галактике, показывает, что звезды населения II, обладающие большой дисперсией скоростей, не определяют динамики возмущений в двухкомпонентных системах (см. [7] и приведенные там ссылки). Это позволяет пренебречь влиянием гравитирующего центра на сферическую подсистему и в качестве объекта, в котором развиваются возмущения, рассматривать бесконечно тонкий, неограниченный по радиусу диск с постоянной плотностью и дисперсией скоростей s , моделирующий население I нормальных галактик. Вращение диска в общем случае дифференциально с угловой скоростью $\Omega(r)$.

Будем считать, что возмущения гравитационного поля вызываются радиальным разлетом двух тел в плоскости галактического диска*. Тогда линейный отклик плоской подсистемы в гидродинамическом приближении описывается следующей системой уравнений:

* Предполагая движение гравитирующего центра радиальным, мы пренебрегаем увлечением тела в направлении вращения. Однако такое приближение справедливо: оценивая по формуле (21) характерное время увлечения тела, получим $t \sim 1.6 \cdot 10^8$ лет при приведенных в разделе 5 параметрах, что значительно больше характерного времени пролета телом плоской подсистемы $\sim 10^7$ лет.

$$\begin{cases}
 \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\tau_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\sigma_0}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \Omega \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} = 0, \\
 \frac{\partial v_r}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - 2\Omega v_\theta = - \frac{c^2}{\tau_0} \frac{\partial \sigma}{\partial r} - \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \\
 \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + (2\Omega + r\Omega') v_r + \Omega \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = - \frac{c^2}{\tau_0} \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta}, \\
 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi G (\sigma + \bar{\sigma}) \delta(z),
 \end{cases} \quad (1)$$

где r, θ, z — цилиндрические координаты, σ, φ, v — возмущенные значения плотности, потенциала и скорости, G — гравитационная постоянная, а возмущающая плотность $\bar{\sigma}$ описывает гравитирующее тело, движущееся заданным образом до момента наблюдения t .

Определение возмущений, создаваемых гравитирующим центром и потерь энергии тела, возникающих вследствие гравитационного влияния возмущения. Теоретическое рассмотрение газодинамического потока за гравитирующим центром является сложным уже в случае однородной покоящейся среды [9]. Однако при сверхзвуковом движении гравитирующего тела во вращающемся галактическом диске удастся определить вид области, занятой возмущениями и вычислить поляризационные потери энергии тела.

Для выяснения характера отклика, двумерного в пространстве и нестационарного во времени, возбуждаемого в галактическом диске радиально движущейся частицей, будем считать, что гравитирующее тело играет роль стороннего источника поля, заданным образом зависящего от времени. Любой немгновенный источник $\sigma(r, \theta, t)$ можно представить в виде совокупности мгновенных, действующих в каждый из моментов времени (см., например, [10])

$$\bar{\sigma}(r, \theta, t) = \int_0^t \bar{\sigma}(r, \theta, t_0) \delta(t - t_0) dt_0. \quad (2)$$

При этом результирующее возмущение определяется суммированием откликов от всех мгновенных источников:

$$\bar{\varphi}(r, \theta, t) = \int_0^t \bar{\varphi}(r, \theta, t, t_0) dt_0. \quad (3)$$

Для решения проблемы, следовательно, достаточно определить отклик, возбуждаемый отдельным мгновенным источником.

3. Отклик твердотельно вращающегося диска. Рассмотрим генерацию возмущений телами, движущимися радиально в плоскости твердотельно вращающегося галактического диска. Тогда система динамических уравнений (1) упрощается, и для ее решения можно воспользоваться методами интегральных преобразований (Фурье по углу θ , Лапласа по времени t и Ганкеля по координате r) [11, 12]. Примем, что возмущения создаются точечной массой, движущейся радиально в плоскости галактического диска со скоростью v . В этом случае возмущающая плотность может быть записана в виде:

$$\bar{\sigma}(r, \theta, t) = \frac{M_T}{r} \delta(r - vt) \delta(\theta), \quad (4)$$

где M_T — масса тела.

При типичных параметрах плоской подсистемы, в которой развиваются возмущения, $c = 20$ км/с, $\Omega = 25$ км/с кпс, $\sigma_0 = 30 M_\odot/\text{пс}^2$ (см. например, [8], [13]) получаем:

$$\delta = \frac{\pi^2 G^2 \sigma_0^2}{4 \Omega^2 c^2} \approx 0.16^*.$$

Это позволяет выполнить обратные интегральные преобразования, после чего выражение для отклика плоской подсистемы принимает вид:

$$\varphi_{\delta_0}(r, \theta, t) = \begin{cases} \frac{2\pi M_T G^2 \sigma_0}{c} \frac{\cos\left(\frac{2\Omega}{c} \sqrt{c^2(t-t_0)^2 - R^2(t_0)}\right)^{**}}{\sqrt{c^2(t-t_0)^2 - R^2(t_0)}} & \text{при } R(t_0) < c(t-t_0) \\ 0 & \text{при } R(t_0) > c(t-t_0), \end{cases} \quad (5)$$

где

$$R^2(t_0) = r^2 + V^2 t_0^2 - 2rvt_0 \cos[\theta - \Omega(t-t_0)].$$

Из (5) следует, что область диска, занятая откликом на мгновенное положение движущейся частицы, захватывается им и расплывается со скоро-

* Если под σ_0 подразумевать полную поверхностную плотность галактики, а не плотность ее плоской подсистемы, это приведет к увеличению критической дисперсии скоростей, и, соответственно, величина δ станет порядка единицы (см., например, [14]). Однако, как уже отмечалось в разделе 2, в качестве динамически активной подсистемы следует рассматривать лишь плоскую звездно-газовую составляющую галактики.

** При $R(t_0) \rightarrow c(t-t_0)$ возмущенный потенциал обращается в бесконечность. Этого можно избежать, рассматривая массу конечных размеров [9].

стью звука c . Таким образом, возмущения, создаваемые радиально движущимся со скоростью $v \gg c$ телом и определяемые суперпозицией откликов от всех мгновенных источников, сосредоточены в искривленном «конусе», уравнение оси которого имеет вид:

$$\theta(r) = \Omega \left(t - \frac{r}{v} \right),$$

где t — время, прошедшее с момента выброса, v — радиальная скорость тела. Сверхзвуковой разлет двух тел в плоскости галактики в диаметрально противоположных направлениях генерирует, таким образом, двухрукавную отстающую спираль, толщина рукавов которой $h \sim c(t - r/v)$ уменьшается с увеличением расстояния от центра.

4. *Дифференциальное вращение.* В случае дифференциально вращающейся плоской подсистемы точное аналитическое решение задачи получить не удастся. Однако, исследуя, аналогично [15], поведение отклика на мгновенные положения источника на достаточно малых размерах и временах ($t \ll \Omega^{-1}$, $ct \ll L$, где L — масштаб неоднородности), можно существенно упростить систему динамических уравнений (1). Вводя, аналогично [15, 16], локальную декартову систему координат и совершая замену переменных $x = r - r_0$, $y = r_0\theta$, получаем из (1):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \tau_0 \frac{\partial v_x}{\partial x} + \tau_0 \frac{\partial v_y}{\partial y} + r_0 \Omega \frac{\partial \sigma}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} + r_0 \Omega \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{c^2}{\sigma_0} \frac{\partial \tau}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + r_0 \Omega \frac{\partial v_y}{\partial y} &= -\frac{c^2}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= 4\pi G (\sigma + \bar{\sigma}) \delta(z). \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Для возмущений, создаваемых точечной массой, возмущающая плотность имеет вид

$$\bar{\sigma}(x, y, t) = M_T \delta(x - vt) \delta(y). \quad (7)$$

Совершая фурье-преобразования по координатам x и y , преобразование Лапласа по времени t и разрешая уравнение Пуассона, аналогично [12], получим для возмущенного потенциала:

$$\varphi_{t_0}(x, y, t) = -\frac{GM_T}{\sqrt{y^2 + (x - vt_0)^2}} \delta(t - t_0) +$$

$$+ \begin{cases} -\frac{2\pi M_T G^2 \sigma_0}{c} \frac{1}{c^2(t-t_0)^2 - R^2(t_0)} & \text{при } R(t_0) < c(t-t_0) \\ 0 & \text{при } R(t_0) > c(t-t_0), \end{cases} \quad (8)$$

где

$$R^2(t_0) = (x - vt_0)^2 + [y - r_0 \Omega(t - t_0)]^2.$$

Первое слагаемое в (8) определяет ньютоновский потенциал тела, отличный от нуля только в момент времени $t = t_0$. Второе слагаемое представляет собой отклик системы на точечное возмущение. Из (8) видно, что эквипотенциальные линии возмущений, создаваемых каждым мгновенным положением движущейся частицы, есть окружности с центром $(vt_0, r_0 \Omega(t - t_0))$. Область, занятая откликом (8), захватывается газом и расплывается со скоростью звука c , а возмущения, создаваемые движущимся со скоростью $v \gg c$ телом и определяемые суперпозицией откликов (8), сосредоточены в искривленном конусе, уравнение оси которого имеет вид:

$$\theta = \Omega(r) \left(t - \frac{r}{v} \right). \quad (9)$$

Сверхзвуковой разлет двух тел в диаметрально противоположных направлениях генерирует, таким образом, двухрукавную отстающую спираль. Отметим, что создаваемые возмущения не являются волнами плотности и ведут себя подобно материальному рукаву (элементы спиралей дифференциально вращаются с угловой скоростью, равной локальной угловой скорости диска). Поэтому они должны быть растянуты дифференциальным вращением галактики в течение нескольких ее оборотов.

5. Энергообмен инжектируемых тел с межзвездной средой. а) Поляризационные потери энергии. Поляризационные потери энергии являются одним из механизмов энергообмена инжектируемых тел с межзвездным газом и обусловлены обратным влиянием возмущений. Для нахождения их величины запишем выражение для градиента возмущенного потенциала (соответствующие выкладки см. в [12]):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = - \int_0^t dt_0 \sum_m \sum_{-\infty}^{\infty} e^{im[\theta - \Omega(t-t_0)]} \int_0^{\infty} \frac{k^2}{2} \frac{2\pi M_T G^2 \sigma_0 / m (kvt_0)}{S(k)} \times$$

$$\times [J_{m-1}(kr) + J_{m+1}(kr)] \sin S(k) (t - t_0) dk; \quad (10)$$

$$S^2(k) = c^2 k^2 - 2\pi G \sigma_0 k + 4\Omega^2.$$

Выполняя суммирование в (10), находим, что обратное преобразование Ганкеля содержит расходящийся интеграл. Как и при рассмотрении движения тела в однородной покоящейся среде [9, 17], пределы интегрирования необходимо ограничивать на малых расстояниях. В качестве нижнего масштаба интегрирования в (10) естественно выбрать толщину галактического диска h . Выбирая в качестве нижнего масштаба интегрирования толщину галактического диска и выполняя суммирование в (10), приходим к следующему выражению для градиента возмущенного потенциала:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=0}^{r=vt} = 2\pi M_T G^2 \varrho_0 \int_0^t dt_0 \int_0^{k_0} \frac{k^2 J_1(kvt_0) \sin S(k)t_0}{S(k)} dk, \quad (11)$$

где $k_0 = 1/h$; h — толщина галактического диска. Вводя безразмерные величины $k^* = kh$; $t_0^* = ct_0/h$; $t^* = ct/h$; $r^* = r/h$; $M = v/c \gg 1$ и совершая интегрирование в (11) в приближении $vt/h \gg 1$; $ct/h \gg 1$ (толщина галактического диска h мала), получаем:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=0}^{r=vt} = \frac{2\pi M_T G^2 \varrho_0}{hc^2 M} \left\{ \frac{1}{a} (a + b + d)^{1/2} - \frac{b}{2a^{3/2}} \ln |2a + b + 2a^{1/2}(a + b + d)^{1/2} + \frac{b}{4a^{3/2}} \ln (b^2 - 4ad) \right\}, \quad (12)$$

где $a = M^2 - 1$; $b = 2\pi G \varrho_0 h / c^2$; $d = -4\Omega^2 h^2 / c^2$. При $\varrho_0 \sim 0.01$ г/см³, $c \sim 10$ км/с, $\Omega \sim 25$ км/с кпс, $h \sim 300$ пс, $v \sim 1000$ км/с безразмерные параметры имеют следующие значения: $a \sim 10^4$, $b \sim 1$, $d \sim 1$. Это позволяет представить выражение для градиента потенциала в окончательном виде:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=0}^{r=vt} = \frac{2\pi M r G^2 \varrho_0}{hc^2 M^2} \quad (13)$$

Интересующие нас потери энергии движущегося тела есть работа, производимая силой торможения, действующей на частицу со стороны создаваемого ею поля. Поэтому выражение для поляризационных потерь энергии тела, определяющихся потерями на генерацию коротковолновых $\lambda \leq h$ и длинноволновых $\lambda > h$ возбуждений, согласно (13) и формуле (19) работы [9], имеет вид:

$$W_n = \frac{2\pi M_T^2 G^2 \varrho_0}{hc^2 M} v + \frac{4\pi G^2 M_T^2 \rho_0}{v} \ln \left(\frac{h}{r_T} \right). \quad (14)$$

Здесь ρ_0 — объемная плотность плоской подсистемы, r_T — радиус тела.

Поляризационные потери энергии должны приводить к изменению скорости тела и, вследствие этого, к отклонению формы генерируемых ру-

кавов от (9). Однако эти изменения малы. Действительно, изменение скорости тела определяется уравнением

$$M_T \frac{dv}{dt} = - \frac{2\pi M_T^2 G^2 \sigma_0}{hv^2},$$

из которого следует

$$v(t) = \left(v_0^3 - \frac{6\pi M_T G^2 \sigma_0}{h} t \right)^{1/3}. \quad (15)$$

При $v_0 \sim 10^3$ км/с, $M_T \sim 10^8 M_\odot$, $\sigma_0 \sim 10^{-2}$ г/см², $h \sim 300$ пс получаем $6\pi M_T G^2 \sigma_0 t/h \ll v_0^3$, то есть изменение скорости тела несущественно.

б) *Возбуждение головной ударной волны.* Другим механизмом потерь энергии тела является генерация головной ударной волны. Оценим величину этих потерь в предположении, что падающий на тело газ не захватывается. При большом числе Маха набегающего потока давление на поверхности тела равно:

$$P = P_0 M^2 = \rho_0 v^2.$$

Мощность потерь энергии соответственно определяется выражением

$$W_{yz} = \pi r_T^2 \rho_0 v^3 \quad (16)$$

(ρ_0 — плотность невозмущенного межзвездного газа).

Возбуждение ударной волны приводит к уменьшению скорости тела и к отклонению формы рукава от (9):

$$\theta = \Omega(r) \left[t - \frac{M_T}{\pi r_T^2 \rho_0 v_0} \left(e^{\frac{\pi r_T^2 \rho_0}{M_T} r} - 1 \right) \right]. \quad (17)$$

Однако при приведенных выше параметрах тела и плоской подсистемы $\pi r_T^2 \rho_0 r / M_T \ll 1$ и выражение (17) переходит в (9). Потери энергии на возбуждение головной ударной волны квадратично падают с уменьшением радиуса тела. Поляризационные потери пропорциональны квадрату массы тела и не зависят от его радиуса. Поэтому для достаточно массивных и компактных объектов механизм поляризационных потерь является определяющим в энергообмене тела с межзвездным газом.

6. *Наблюдательные следствия.* Галактика NGC 4258, уже упоминавшаяся во введении, является, по-видимому, единственным объектом, в котором можно с уверенностью наблюдать последствия выброса больших масс в плоскости галактического диска. Поэтому имеет смысл вкратце остановиться на совокупности наблюдательных данных, касающихся этой га-

лактики. Ее радиоизлучение показывает узор, радикально отличающийся от радиоузоров других галактик. Подавляющая часть радиоизлучения этой галактики концентрируется в два диаметрально противоположных сравнительно гладких спиральных рукава, которые смещены почти на 90° относительно двух основных спиралей, видимых в оптическом диапазоне. Исследования Бербиджей и Прендергаста [18], а также Чинкарини и др. [19] показали наличие больших отклонений от вращательных движений в галактике, что явилось указанием на большую эруптивную активность ее ядра. Но наиболее интересное открытие в оптическом диапазоне сделали Куртес и Крувельер [20], обнаружившие с помощью H_α -интерференционного фильтра аномальные рукава, не совпадающие с обычными оптическими рукавами. H_α -рукава полностью совпадают с внутренними частями радиорукавов, что указывает на их общее происхождение. Радиорукавов прослеживающихся, однако, значительно дальше, примерно, на 15 кпс от центра галактики. Газ в H_α -рукавах движется наружу со значительной скоростью, достигающей нескольких сотен километров в секунду. Как отмечают авторы [4], ионизация водорода в аномальных H_α -рукавах не может вызываться излучением ОВ-звезд и имеет, следовательно, иную природу. Подчеркнем характерные особенности формы аномальных радиорукавов галактики NGC 4258: аномальные рукава являются отстающими спиральными рукавами; их толщина уменьшается с увеличением расстояния от центра галактики. Эти характерные особенности, а также проведенное исследование отклика плоской подсистемы на радиально движущиеся массы позволяет сделать вывод о том, что аномальные радиорукава галактики NGC 4258 могут быть поляризационными следами, индуцируемыми гравитационными полями разлетающихся тел*. Согласно [21], поверхностная яркость рукавов в линии H_α составляет $7.7 \cdot 10^{-5}$ эрг/см с ср. При толщине структуры $\sim 3''$ и протяженности $\sim 150''$ полная светимость составляет $W_{H_\alpha} \sim 3.8 \cdot 10^{38}$ эрг/с, если принять расстояние до галактики равным $7.8 \cdot 10^6$ пс. При $\sigma_0 \sim 0.01$ г/см², $v \sim 10^3$ км/с, $M_T \sim 3 \cdot 10^6 M_\odot$, $h \sim 300$ пс величина поляризационных потерь согласно (14) равна $W_n \sim 10^{39}$ эрг/с. Этого энерговыделения достаточно, чтобы объяснить наблюдаемую светимость аномальных рукавов в оптическом и радиодиапазоне. Если же размеры инжектируемого тела малы ($r_T \leq 5$ пс), то поляризационный механизм является определяющим в энергообмене тела с межзвездным газом.

На рис. 1 приведен теоретический спиральный узор, построенный по формуле (9) при следующих значениях параметров: $v = 2 \cdot 10^3$ км/с, $t = 1.3 \cdot 10^7$ лет (время, прошедшее с момента выброса). Кривая вращения

* Предположение о том, что за образование аномальных рукавов могут быть ответственны выбросы массивных тел, высказывалось также в [6].

NGC 4258 и другие интегральные характеристики взяты из работы [18]. Из рис. 1 видно, что при этих значениях параметров теоретический узор удовлетворительно согласуется с наблюдениями.

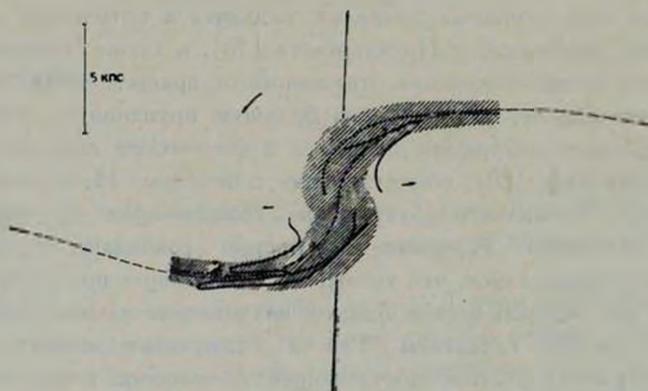


Рис. 1. Приведены H_{α} -рукава (сплошные линии), радиорукава (пунктир), взятые из работы [4], и теоретический трек (точки), инжектируемый разлетом двух тел в плоскости галактического диска с параметрами $v \approx 2 \cdot 10^3$ км/с, $t = 1.3 \cdot 10^7$ лет. Направления разлета тел указаны стрелками.

В работе [4] был предложен иной механизм, объясняющий происхождение аномальных рукавов NGC 4258. Согласно этой модели, аномальные рукава образуются в результате одновременного выброса большого количества облаков с характерными размерами $R \approx 10$ пс и плотностью $10^3 - 10^4$ см $^{-3}$, обладающих различными скоростями. Поглощение межзвездной среды, обладающей моментом вращения, ведет к искривлению траекторий облаков, и через время $\sim 10^7$ лет они образуют отстающий рукав. Варьированием различных параметров, в частности, начального разброса скоростей, можно добиться удовлетворительного согласия с наблюдениями. Однако при приведенных значениях параметров инжектируемые облака являются неустойчивыми: если принять температуру облаков равной 100 К, то джинсовская длина оказывается равной [22]:

$$\lambda_g = 16 \left[\frac{T}{n \text{ см}^{-3}} \right]^{1/2} \text{ пс} \approx 1.6 \text{ пс},$$

а джинсовское время

$$t_g = \left(\frac{3\pi}{32 G \rho} \right)^{1/2} \approx 10^6 \text{ лет},$$

то есть инжектируемые облака будут фрагментировать за время, гораздо меньшее времени, прошедшего с момента выброса $\sim 10^7$ лет. Развитие

джинсовской неустойчивости должно приводить к появлению молодых звезд в аномальных рукавах NGC 4258, но, как отмечают авторы [4], наблюдения показывают отсутствие ОВ-звезд в аномальных рукавах. Кроме того, вследствие наличия дисперсии скоростей облака должны сталкиваться. Например, столкновение двух облаков с начальной температурой $T = 100$ К и плотностью 10^4 см $^{-3}$ с относительной скоростью 10^2 км/с приводит к повышению температуры в ударной волне до $T_2 = 3 \cdot 10^5$ К. При таких температурах функция охлаждения межзвездной среды велика, $\Lambda(T_2) \approx 10^{-21}$ эрг/см 3 с [23], а время высвечивания энергии столкновения

$$t_c \approx \frac{\rho v^2}{2 \frac{d\varepsilon}{dt}} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ лет.}$$

То есть столкновения облаков могут приводить к их слипанию и дополнительно инициировать коллапс.

В работе [4] было выдвинуто предположение, согласно которому выбросы масс из ядерных областей галактики могут служить возможным источником поддержания спиральной структуры. Однако такая картина сталкивается с определенными трудностями. Неясным, например, является вопрос о взаимодействии новой волны плотности с волной, существовавшей в системе ранее (для поддержания спиральных волн необходима определенная корреляция старых и новых волн плотности, что в свою очередь требует наличия корреляции между положением рукавов в системе и направлением выброса материи). Кажется более вероятным, что взрывные периодические процессы в ядрах галактик приводят к генерации сложного волнового узора в системе.

В недавней работе [24] выброс газовых облаков был предложен для объяснения генерации спиральной структуры галактик. Однако такой механизм сталкивается с обычными трудностями материальных гипотез. В частности, вследствие того, что скорости облаков приближаются к вращательной скорости галактического диска, возбуждение крупномасштабных ударных волн затруднено.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Щекинову за обсуждение работы и ценные замечания.

THE GENERATION OF THE LARGE-SCALE STRUCTURE BY THE MASS EJECTION FROM THE GALAXY CENTRE

V. I. KORCHAGIN, V. F. RAKHIMOV

The ejection of the massive objects from the galaxy nucleus in two opposite directions in the equatorial plane leads to the generation of two-armed trailing spiral pattern shearing by differential rotation. The polarizational energy loss of ejected bodies is obtained. It is shown that anomalous radio arms of galaxy NGC 4258 may be the polarizational traces of ejected bodies.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Ambartsumian, The Structure and Evolution of Galaxies, 13-th Conference on Physics, Univ. Brussels, 1965.
2. H. L. Arp, Sky and Telescope, 38, 385, 1969.
3. H. L. Arp, Astron. Astrophys., 3, 418, 1969.
4. P. C. van der Kruit, J. H. Oort, D. S. Mathewson, Astron. Astrophys., 21, 169, 1972.
5. J. H. Oort, Mitt., N 32, 15, 1973.
6. M. J. Valtonen, Ap. J., 221, L111, 1977.
7. А. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
8. А. А. Сучков, Астрон. ж., 55, 972, 1978.
9. Е. А. Спигел, Космическая газодинамика. Мир, М., 1972.
10. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М., 1975.
11. S. M. Simkin, Ap. J., 159, 463, 1970.
12. В. И. Корчагин, А. С. Марочник, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
13. Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Письма АЖ, 4, 450, 1978.
14. R. Wielen, P. A. S. P., 86, 341, 1974.
15. W. H. Julian, A. Toomre, Ap. J., 146, 810, 1966.
16. L. Spitzer, M. Schwarzschild, Ap. J., 118, 106, 1953.
17. В. П. Докучаев, Астрон. ж., 41, 33, 1964.
18. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, Ap. J., 138, 375, 1963.
19. G. Chincarini, M. F. Walker, Ap. J., 149, 487, 1967.
20. G. Courtes, P. Cruveillier, C. r. Acad. Sci. Paris, 253, 218, 1961.
21. J. M. Deharveng, A. Pellet, Astron. Astrophys., 9, 181, 1970.
22. С. Б. Пикельнер, С. А. Каплан, в сб. «Происхождение и эволюция галактик и звезд», М., 1976.
23. A. Dalgarno, R. A. McCray, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
24. O. Havnes, Astrophys. Space Sci., 57, 401, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

КОНДЕНСАЦИЯ ГАЗА КАК ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗБЫТКА В СПЕКТРАХ ХОЛОДНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М. Е. ПЕРЕЛЬМАН

Поступил 10 сентября 1979

Принята к печати 29 августа 1980

Показано, что наличие ИК избытка в спектрах ряда объектов около 10 мкм можно, по крайней мере частично, объяснить неравновесным излучением скрытой теплоты фазовых переходов при конденсации газовых облаков. Характеристические частоты фазового излучения можно оценить анализируя связи атомов, возникающие при конденсации, или исходя из особенностей спектров нагретых тел; ширины полос этого излучения порядка 1 мкм. Показана важность учета скрытых теплот фазовых переходов при рассмотрении ранних этапов звездной эволюции, при изучении процессов дифференциации химических элементов в Солнечной системе, при анализе теплового баланса Юпитера.

1. *Введение и обзор результатов.* Избыток ИК-излучения, наблюдаемый около 10 мкм в виде широких полос в эмиссии холодных газопылевых туманностей, квазаров, галактик Сейферта, у ряда эруптивных звезд объясняется переизлучением пылевых облаков [1] (теория Лоу-Тоукера [2], первоначально для галактик Сейферта), а также плазменными колебаниями [3] и тормозным излучением электронов на атомах и ионах оболочки [4].

Все эти объяснения сталкиваются с определенными трудностями. Так, в наиболее разработанной теории переизлучения пылевых облаков (хорошо объясняющей особенности ряда объектов в интервале $5 \div 15$ мкм сравнением со спектрами нагретых пылинок SiO_2 и SiC) существенным затруднением является анализ свойств гипотетического центрального светила, излучение которого, как предполагается, поглощается и переизлучается полностью закрывающими его пылевыми облаками.

В указанных теориях не учитывается, что часть, по крайней мере, мощных ИК-излучателей является холодными газопылевыми облаками, в которых неизбежны процессы конденсации (аккреции) газа на пылинках или зародышах. Выделяющаяся при конденсации газа на холодных объектах энергия связи (теплота фазового перехода) должна, как показано ниже, полностью или частично конвертироваться в неравновесное ИК-излучение в широком диапазоне около 10 мкм. (Общая теория радиационных фазовых переходов была предложена в статьях [5] и подтверждена экспериментально, на примере конденсации водяного пара и кристаллизации воды [6]; более подробное описание теории и ее приложений дано в работах [7, 8], здесь же отмечены возможности ее приложений к ИК-астрономии).

В настоящей заметке показано, что при росте малых пылинок энергия связи должна конвертироваться в фотоны неравновесного излучения: энергия аккреции выделяется либо в виде фотона на каждую вновь образуемую (перестраиваемую) электронную связь, либо при аккреции на относительно макроскопические пылинки возбуждает некие стационарные или поверхностные уровни и переизлучается (фазовая люминесценция), имитируя ИК часть спектра нагретой пылинки. Ширина полосы, в которой возбуждаются уровни, определяется тепловым разбросом скоростей атомов и составляет около 1 мкм, что не противоречит наблюдениям.

Таким образом, при сохранении всех привлекательных черт теории переизлучения пылевых облаков отпадает необходимость наличия нагревающего их центрального светила (при конденсации в газоплазменном облаке к такому спектру добавляются частоты рекомбинационного излучения. Здесь, однако, их вклад не рассматривается).

Скорость аккреции и, соответственно, интенсивность ИК-светимости должны возрастать при гравитационном сжатии газопылевого облака. Отметим поэтому, что можно определить протозвезду как гравитационно сжимающийся объект, находящийся на стадии «до главной последовательности» с температурой $\lesssim 10^3$ K, в котором непланковская светимость вызвана конденсацией газа.

Обсуждаемые механизмы излучения необходимо учитывать при рассмотрении процессов диссипации и расчете баланса энергии и давления в протозвездах. Так, показано, что средняя температура протозвезд должна быть несколько ниже, чем обычно предполагается; выведены соотношения для радиусов туманностей, коллапсирующих в звезды; показано, что теорема Эддингтона о форме зависимости массы звезды от ее температуры и плотности не применима к протозвездам.

Учет скрытых теплот фазовых переходов в теории образования Солнечной системы приводит к некоторому уточнению поясной картины дифференциации химических элементов Альвена и Аррениуса [9]. Показано,

что аномалии теплового баланса Юпитера могут быть объяснены, если предположить, что внутри него идут процессы металлизации водорода, а выделяющееся излучение термализуется при выходе наружу.

2. *Излучение при конденсационных фазовых переходах.* Покажем, что конденсационные процессы в газовых туманностях должны сопровождаться неравновесным излучением.

1. Рассмотрим кинематику элементарных актов, приводящих к конденсации (сублимации) газа. Если к зародышу конденсированной фазы A_n , состоящему из n атомов (n -кластер), присоединяется еще один атом или кластер:

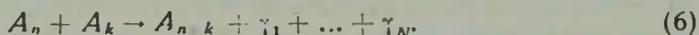
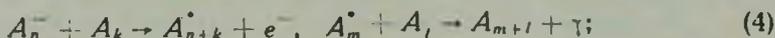
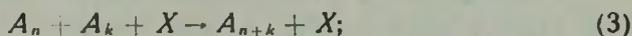


то законы сохранения энергии и импульса

$$p_n^2/2m_n + p_k^2/2m_k = p^2/2m + q; \quad \vec{p}_n + \vec{p}_k = \vec{p}, \quad (2)$$

где q — энергия связи (теплота перехода), приводят, при близких n и k , к соотношениям для угла столкновения кластеров $\cos \theta = 1 - q/kT$, которые не удовлетворяются при переохлаждении.

Поэтому вместо (1) необходимо рассматривать процессы:



Процесс (3) — тройное столкновение — имеет слишком малую вероятность. Реакция (4), где A_n^* — кластер с возбужденными атомами, являются частным случаем (3), так как предполагают два последовательных столкновения в течение длительности возбуждения. Процесс (5) возможен лишь на поздних стадиях зародышеобразования. Таким образом, наиболее действенными при образовании малых кластеров являются реакции (6) с переходом энергии связи в неравновесное, вообще говоря, излучение.

Важно отметить, что в реакциях (6) каждая связь адсорбируемого атома с другими атомами (с поверхностью) может возбуждаться и излучать независимо, то есть переход может быть многоквантовым. Возможно и выделение энергии связи нескольких атомов одним квантом — генерация высших гармоник. Отсюда для частот излучения при конденсации одинаковых атомов получается сериальная формула [8]:

$$h\nu_{n,m} = q(n + m/\bar{n}), \quad (7)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$; $m = 1, \dots, \bar{n}, \bar{n}$ — половина главного координационного числа конденсирующегося соединения. (Интенсивность излучения должна резко затухать с ростом n).

Помимо (7) при конденсации возможно и квазиравновесное излучение, возникающее при рассасывании энергии связи по множеству мелко-энергетических уровней кластера или при возникновении фононных ветвей возбуждения (нам не удалось определить их относительные веса).

2. При макроскопическом подходе спектр фазового излучения можно связать с излучательными свойствами зерен, на которых происходит конденсация. Так, если нейтральный атом с дипольным моментом p_1 садится на поверхность зерна и его дипольный момент меняется на p_2 , то возникает дипольное излучение со спектральной интенсивностью

$$I \approx (\omega^3/6\pi c^3) |p_1 - p_2|^2 \varepsilon^{3/2}(\omega), \quad (8)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала зерна. (Формула (8) может быть уточнена расчетом переходного излучения по [10]).

Таким образом, спектр фазового излучения при аккреции на холодной частице будет сосредоточен в особенностях $\text{Im } \varepsilon$, то есть оставаясь неравновесным будет, в несколько более резкой форме, повторять ИК часть спектра нагретой пылинки.

3. Интенсивность и спектральный состав характеристического излучения. Оценим интенсивность, частоты и ширины линий излучения.

1. Рассмотрим газопылевое облако с пылинками размером $r \sim 10^{-5}$ см и плотностью N_1 , с атомарным газом плотности N и с общей плотностью атомов $\bar{N} \approx N + n_1 N_1$, $n_1 \sim 10^6$ ат./част. Светимость при конденсации газа на зерна можно оценить следуя теории аккреции (например, [11]).

Если промежуток времени между ударами атомов об пылинку

$$\tau \approx |\pi r^2 N (kT/m)^{1/2}|^{-1}, \quad (9)$$

где m — масса атома, то интегральная интенсивность излучения при газовой аккреции на этой пылинке порядка

$$L_1 \approx (q_1/\tau)(1 - \beta), \quad (10)$$

где q_1 — энергия связи атома с поверхностью пылинки, β — вероятность отражения атома от пылинки. Светимость газа в объеме V при этом

$$L_V = L_1 N V \approx \pi r^2 N (\bar{N} - N) V q_1 (kT/m)^{1/2} (1 - \beta) / n_1. \quad (10')$$

Приведем пример. Если размеры наиболее плотной части конденсирующегося облака порядка 0.1 св. года, $N \sim 10^8$ ат./см³, $\bar{N} \sim 2N$, $T = 10^2$ К, $m \sim 1 + 10 m_H$, $q_1 \sim 10^{-11} + 10^{-12}$ эрг/атом и $\beta \ll 1$, то получаем ИК светимость, близкую к наблюдаемой:

$$L \sim 10^{38} \text{ эрг/с} \approx 10^4 L_{\odot} \quad (11)$$

Длительность ИК высвечивания во взятом примере оказывается порядка 10^3 лет. Реальные объекты, однако, могут обладать большим временем ИК высвечивания как из-за больших размеров, меньшей плотности или меньших размеров зерен, так и вследствие нагрева и испарения пылинок центральным светилом, если оно существует, или плазменными струями.

2. Перейдем к оценке частотного интервала «фазового» излучения. При конденсации атомов/молекул на кластеры наиболее существенны четыре типа связей (мы не рассматриваем химические реакции и процессы рекомбинации), все они вместе с ожидаемыми длинами волн приведены в табл. 1.

Таблица 1

Тип связи	Примеры соединений	Энергия связи	Основная длина волны (мкм)
Силы Ван-дер-Ваальса	Ar, CH ₄	0.05 эВ/связь	24
Водородная связь	HF, H-OH	0.15–0.5 эВ/молекула	8.3–2.5
Ассоциация молекул	(H ₂ O) _n , (J ₂) _n	0.2–1.8 эВ/молекула	6.2–0.7
Сплавы металлов	Cu-Zn, Ag-Cd	0.05–0.45 эВ/молекула	27–2.8

Значения в последнем столбце табл. 1 имеют, конечно, лишь ориентировочный характер (излучаться, согласно (7), могут и гармоники и кратные частоты).

Другой подход к определению спектра излучения связан с формулой (8): в общих пределах, близких к данным в табл. 1, излучение должно иметь максимумы в максимумах ИК части спектра нагретых тел. Отсюда сравнением с излучательной способностью нагретых тел [12] получаем ожидаемые диапазоны фазового излучения некоторых представляющих интерес для космохимии соединений (табл. 2).

Таблица 2

Соединения	Диапазоны излучения λ (мкм)	Соединения	Диапазоны излучения λ (мкм)
H ₂ O	2.5–3; 5–7; 17	AlN	6–15
MgO	6–15	Al ₂ O ₃	5–10; 18
SiC	2–10	MnO ₃	1.5–
SiO	3–5; 10–11	Cr ₃ Si	1–15–
SiO ₂	4–9; 11–		

Данные обеих таблиц приводят к ИК-спектру, близкому к наблюдаемому.

3. Обсудим вопрос о ширине полосы (огнивающей) излучения (7).

Основными механизмами, приводящими к уширению, являются: а) разброс по скоростям молекул, определяемый распределением Максвелла; б) флуктуации длины (энергии) отдельных связей, обусловленные поверхностными явлениями, числом имеющихся соседей, примесями, изменением стехиометрического состава (Все они учтены в (8) взятием наблюдаемых значений диэлектрической проницаемости).

При этом для первоначального роста и возникновения зародышей новой фазы требуется сильное переохлаждение, энергия которого может превращаться затем в поверхностную энергию конденсата. Поэтому ширина полос (7) должна слабо зависеть от количества и размеров зародышей, и можно думать, что основным механизмом уширения для малых кластеров является разброс по скоростям атомов.

Максвелловское уширение можно связать со среднеквадратичным разбросом скоростей $v^2 \pm \Delta v^2/2$, что приводит к соотношению:

$$\Delta E(T) = \int_{0.925T}^{1.075T} (C_p^{(0)} - C^T) dT \approx 0.15 RT \text{ ккал/моль.} \quad (12)$$

Соответствующая ширина полосы, в которой находятся линии, возбуждаемые при конденсации,

$$\Gamma = (2k/R)(\Delta E/hc)^2, \quad (13)$$

много больше, чем при оптических переходах. Так, при $\lambda = 10$ мкм и $T = 300$ К получаем $\Gamma \sim 1$ мкм, что достаточно для образования наблюдаемых полос ИК-избытка.

4. О некоторых следствиях учета скрытых теплот переходов в теориях эволюции звезд и планетных систем. 1. Учет скрытых теплот переходов позволяет предположить возможность следующей картины первоначального развития сжимающейся газовой массы.

Первоначальное облако (нейтрального) газа сжимается при $T \lesssim 10^2 \div 10^3$ К с конденсацией газа в зародыши и зерна и с избыточным ИК-излучением, связанным с фазовыми переходами I рода. В теореме вириала для состояния протозвезды —

$$3 \int (P/\rho) dM + \Omega = 0 \quad (14)$$

средняя потенциальная энергия должна иметь вид

$$\Omega = - \int_0^{M_0} (GM/r) dM + \sum_i (M_i/\mu_i) \Lambda_i, \quad (15)$$

учитывающий возможные фазовые переходы (Λ — удельная теплота перехода, μ_i — молекулярный вес). При этом учет второго члена в (15) показывает, что средняя температура может быть ниже, чем обычно принимается для протозвезды:

$$\bar{T} \geq (GM_0 m / 6kr_0) - (\bar{\Lambda} / 3R), \quad (16)$$

где M_0 и r_0 — масса и радиус протозвезды. Поэтому в этот период своего развития протозвезда может находиться в запретной области Хаяши на диаграмме светимость—температура.

Дальнейшее сжатие газового облака приводит, за счет выделения гравитационной энергии и роста непрозрачности, к повышению температуры протозвезды; часть энергии тратится уже на обратные фазовые переходы (плавление, возгонка) и на ионизацию. При этом светимость в ИК-диапазоне центральной части облака падает, но процессы конденсации могут продолжаться на периферии даже после выхода звезды на главную последовательность, так как возгонка пылинок при поглощении света в непрерывном спектре и последующее ИК-излучение при конденсации дают действующий механизм образования ИК-избытка. (Любопытно было бы рассмотреть с такой точки зрения возможность образования графитовых гранул в атмосферах углеродных звезд [13]).

2. Формулу (14) с учетом (15) можно приблизительно переписать в форме неравенства для идеального газа, из которого возникает звезда:

$$GM/r_1 > (3 N_0 m T + \bar{\Lambda}) / \bar{\mu}, \quad (17)$$

где r_1 — средний радиус газового облака. Если принять $\bar{\Lambda} \sim 10^{12}$ эрг/моль, то при $T < 10^4$ К в (17) можно отбросить первый член в правой части и получить оценку

$$r_1 < GM\bar{\mu} / \bar{\Lambda} \quad (18)$$

для радиуса облака, коллапсирующего в звезду массы M . Принимая в среднем, $\bar{\mu} = 2$ для Солнечной системы в целом, для систем Юпитера и Сатурна получаем, соответственно, оценки радиусов первоначальных газовых облаков как $3 \cdot 10^{14}$ см, $3 \cdot 10^{12}$ см и $4 \cdot 10^{10}$ см — учитывая приближенность формул, неопределенность понятия $\bar{\mu}$, эти оценки можно считать удовлетворительными.

3. Известная теорема Эддингтона утверждает, что масса звезды зависит от ее температуры и плотности следующим образом:

$$M = f(T_p^{-1/2}). \quad (19)$$

Покажем, что (19) не имеет места для протозвезды.

Действительно, при наличии процессов конденсации молекулярное и радиационное давление на единицу массы складываются из следующих членов:

$$P = N_0 k T_p / \mu + \sigma T^4 / 3 + P_R - P_C, \quad (20)$$

где P_C определяет давление конденсирующегося газа и может быть записано (при низких T и для легких газов) в виде (например, [14], § 81):

$$P_C = \alpha \exp[-(\Lambda/kT) + (\Delta C/k) \ln T], \quad (21)$$

где ΔC определяется через удельные теплоемкости, относящиеся к различным степеням свободы, и слабо зависит от температуры, в α включены все другие переменные. Знак P_C в (20) определяется тем, что это давление приводит к конденсации и, следовательно, направлено внутрь, к поверхности конденсации.

В пренебрежении фазовыми переходами (20) можно приравнять гравитационному давлению сжатия $P \approx 0.4 GM^{2/3} \rho^{4/3}$ и получить отсюда теорему (19), а при наличии фазовых переходов (20) позволяет оценить отклонения от формулы Эддингтона.

4. Важно отметить, что фазовое излучение может иметь место на различных стадиях звездной эволюции и в различных объектах помимо рассмотренных выше. Так, его можно искать среди широких ИК-линий, ныне отождествляемых с излучением ионизованных газов: не исключено, что именно фазовое излучение дает вклад в линию 12.5 мкм с шириной 1 мкм в планетарных туманностях, которая, с большой натяжкой, приписывается ионизованному гелию [15].

Наличие или отсутствие характеристического излучения может быть также использовано для проверки ряда космологических моделей. Так, в модели Пиблса—Дикке [16] сжатие первоначальных шаровых скоплений с $M \sim 10^5 M_\odot$ приводит к их остыванию до температур, при которых становится возможной — на периферии скопления — конденсация, легких элементов. Такого рода объекты должны, согласно излагаемой теории, отличаться специфическим ИК-излучением.

5. Рассмотрим следствия учета теплот переходов в теории образования Солнечной системы [9].

Если существенную часть первоначального газопылевого облака составляют зерна сконденсированной материи, то рассмотрение фракционирования элементов нужно вести с учетом процессов возгонки вещества зерен. Можно принять, что процессы сублимации будут иметь место тогда, когда гравитационная энергия в поле центрального тела массы M_0 станет равной энергии сублимации:

$$\Lambda = GM_0 \mu / r_s.$$

Отсюда для гравитационного потенциала сублимации зерен получаем

$$\Gamma_s = M_0/r_s = \Lambda/G\mu. \quad (22)$$

Рассматривая основные для космохимии элементы и их соединения, легко заметить, что они образуют две четко различающиеся подгруппы с $\lg \Gamma_s = 16 \div 17.5$ и $\Lambda \leq 5 \cdot 10^{-2}$ эВ/част. (H, He, C, N, S, их окислы и т. п.) и с $\lg \Gamma_s \approx 18$, $\Lambda = 0.1 + 0.5$ эВ/част. (ск, Na, Mg, Ca, Mn, Al, Si, Cr, Fe, Ni, их окислы, гидридены, карбиды).

В теории [9] важную роль играет гравитационная энергия, необходимая для ионизации атомов. Для атомов, входивших в состав конденсатов, она набирается при ускоренном движении с расстояния r_s из (23) до расстояния r_i , определяемого из уравнения

$$eV_i = GM_0 m_a (1/r_i - 1/r_s). \quad (24)$$

Таким образом, ионизация происходит в области с потенциалом

$$\bar{\Gamma}_i = M_0/r_i = (eV_i + \Lambda/N_A)/Gm_a. \quad (25)$$

Использование $\bar{\Gamma}_i$ вместо входящего в теорию [9] потенциала $\Gamma = eV_i/Gm_a$ приводит при рассмотрении поясной структуры протопланетной системы к тому, что ранее сконденсированные атомы кремния и магния попадают из пояса III в пояс II (из облака D в облако C по обозначениям [9]), то есть участвуют в образовании планет-гигантов, галилеевых спутников Юпитера, внутренних спутников Сатурна. Поэтому относительное содержание кремния и магния в этих планетах может привести к оценке доли сконденсированной материи в первоначальном протопланетном облаке.

6. Если в протопланетном облаке или струйном потоке начинается конденсация паров, то вероятность конденсации, согласно распределению Больцмана, имеет для i -того элемента или соединения вид:

$$w_i \sim 1 - \exp(-\Lambda_i/RT). \quad (26)$$

По убыванию теплот сублимации элементы наибольшего обилия составляют ряд Ni, Fe, Si, Cr, Al, Ca, Mg (примерно в той же последовательности расположены их окислы, гидридены, карбиды и т. д.).

Следовательно, в таком же, в среднем, порядке пары этих элементов и их соединений будут вовлекаться в процессы газовой аккреции при образовании пылинок, зерен, планетозималей. Слияние первоначальных конденсатов должно, таким образом, приводить к избытку в ядре образующейся планеты элементов с наибольшими Λ_i . (Дальнейшее плавление материала планеты и процессы гравитационной дифференциации [17, 18] приводят к расслоению не по Λ_i , а по плотностям).

7. Можно попытаться рассмотреть с точки зрения развиваемой модели особенности теплового баланса Юпитера как объекта, находящегося в стадии конденсации водорода в металлическое состояние.

Поскольку масса Юпитера равна $2 \cdot 10^{30}$ г, то полная теплота, выделяющаяся при металлизации, лежит в интервале $(1.7 \div 17) \cdot 10^{42}$ эрг. Энергия, получаемая Юпитером от Солнца, равна 10^{25} эрг/с, внутренний поток тепла в нем — $3 \cdot 10^{25}$ эрг/с. Если принять, что весь этот поток обусловлен стационарным процессом сублимации водорода, то его продолжительность, даже при металлизации 0.1 массы планеты, могла достичь величины $0.15 \div 1.5$ млрд лет.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Д. А. Варшавичу, Р. И. Киладзе, Д. А. Киржницу, А. Н. Мествиришвили, Е. К. Харадзе, В. В. Чавчанидзе, Д. С. Чернавскому, Г. Шульцу и рецензенту статьи за интерес к работе, стимулирующие обсуждения и замечания.

Институт кибернетики
АН Груз.ССР

GAS CONDENSATION AS A CAUSE OF THE INFRARED EXCESS IN THE COLD NEBULAE SPECTRA

M. E. PEREL'MAN

It is shown that the occurrence of the IR radiation excess near $10 \mu\text{m}$ can be attributed to the processes of neutral gas cloud condensation formed in these objects. It is shown that in such clouds the latent energy of the phase transitions, especially at the early stages of sublimation must be released in a nonequilibrium IR radiation with frequencies determined by the types of the interatomic (intermolecular) bindings, appearing under condensation. These estimations lead to frequencies, band-widths and intensities of the IR radiation close to the observed ones.

The significance of the transition energy consideration in the stellar evolution is also demonstrated.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. W. Werner, E. B. Becklin, G. Neugebauer, *Science*, 197, 723, 1977.
2. F. J. Low, W. H. Tucker, *Phys. Rev., Lett.*, 21, 1538, 1968.
3. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
4. Н. М. Дуск, R. W. Milkey, *P. A. S. P.*, 84, 597, 1972.
5. М. Е. Перельман, *Phys. Lett., A*, 37, 411, 1971; *ДАН СССР*, 203, 1030, 1972.

6. *A. N. Mestvirishvili, J. G. Direktovich, S. I. Grigoriev, M. E. Perel'man, Phys. Lett., A, 60, 143, 1977.*
7. *A. N. Mestvirishvili, M. E. Perel'man, Abstracts Int. Conf. Multiphoton Processes (ICOMP), Univ. of Rochester, N.-Y., 1977, p. 123.*
8. *А. Н. Мествиришвили, М. Е. Перельман, Труды Института кибернетики АН Груз. ССР, 3, Изд. «Мецнереба», Тбилиси, 1977, стр. 338.*
9. *Х. Альвен, Г. Аррениус, Эволюция Солнечной системы, Мир, М., 1979.*
10. *В. Л. Гинзбург, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 16, 512, 1973.*
11. *К. Лемг, Астрофизические формулы, 1, Мир, М., 1978.*
12. *А. Е. Шейндлин (ред.), Излучательные свойства твердых материалов, Энергия, М., 1974.*
13. *J. A. O'Keefe, Ap. J., 90, 294, 1939.*
14. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, ГИФМЛ, М., 1963.*
15. *Р. Гулд, в сб. «Инфракрасная астрономия», Мир, М., 1971, стр. 111.*
16. *P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, Ap. J., 154, 891, 1968.*
17. *Е. В. Артюшков, Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли», № 5, 1970.*
18. *Г. Е. Гузунова, М. Е. Перельман, Сообщ. АН Груз. ССР, 71, 77, 1973.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 539.124

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

COMMENTS ON THE EVALUATION OF THE INVERSE COMPTON FLUX, USING $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$

1. *Introduction.* The Compton flux induced by the scattering of an isotropic radiation by highly relativistic electrons of energy $E = \gamma mc^2$ is generally evaluated at the Thomson limit, assuming the relation:

$$\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i, \quad (1)$$

ε_i (ε_f): energy of the incident (emergent) photon to hold for most of the scattered photons; the only justification of (1) available in the literature, when average values of ε_i , and ε_f are not concerned, seems to be due to Felten and Morrison [1] although this relation was used earlier (Feenberg and Primakoff [2] Donahue [3]). The present note shows that (1) holds only for a few photons, by invalidating F. and M.'s derivation of (1).

2. *On the derivation of (1).* Consider with F. and M., the scattering of a photon of the ambient radiation by a highly relativistic electron ($\gamma \gg 1$, $\beta = v/c \approx 1$), with respect to the two following frames:

- i) the local inertial frame S of the fixed stars,
- ii) the rest-frame S' of the electron.

Let $p_i(p_f)$, $k_i(k_f)$ denote the 4-momenta of the electron and photon before and (after) the collision in S, the corresponding quantities in S' being primed. Conservation of the total 4-momentum yield the invariant Compton relation:

$$p_i \cdot k_f + k_i \cdot k_f = p_i \cdot k_i, \quad k_i^2 = k_f^2 = 0, \quad p_i^2 = p_f^2 = m^2 c^2 \quad (2)$$

which may be written in S' , as:

$$\varepsilon'_f = \varepsilon'_i \left[1 + \frac{\varepsilon'_i}{mc^2} (1 - \cos \theta') \right]^{-1}, \quad (3)$$

θ' = scattering angle in S' .

Instead of translating likewise (2) in S , F. and M. proceed as follows: Let ψ_i (ψ_f) be the angle of the 3-momentum \vec{k}_i (\vec{k}_f) of the initial (final) photon with the initial 3-momentum \vec{p}_i of the electron (in fact F. and M. use the notation; $\varepsilon = \varepsilon_i$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_f$, $\alpha = \pi - \psi_i$, $\alpha_1 = \pi - \psi_f$), Eq. (3) and the Doppler relations:

$$\varepsilon' = \gamma \varepsilon (1 - \beta \cos \psi), \quad (4a)$$

$$\varepsilon = \gamma \varepsilon' (1 + \beta \cos \psi'), \quad (4b)$$

give:

$$\varepsilon = \gamma \varepsilon'_i (1 + \beta \cos \psi'_i) = \frac{\gamma^2 \varepsilon_i (1 - \beta \cos \psi_i) (1 + \beta \cos \psi'_i)}{1 + \frac{\gamma \varepsilon_i}{mc^2} (1 - \beta \cos \psi_i) (1 - \cos \theta')} \quad (5)$$

an hybrid expression mixing quantities pertaining to S and S' and having therefore no clear physical meaning (cf. C. Muller [4], V. Fock [5]) However, F. and M. argue that, when $\gamma \varepsilon_i \ll mc^2$ and "the angle factors are set ~ 1 , the result:

$$\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$$

will hold for most of the scattered photons". Although no reason is given by F. and M. for the extinction of the angle factors, the context suggests that it may follow from the transformation, due to aberration, of a roughly isotropic photon flux in S , into a well-collimated and almost unidirectional photon beam in S' .

We now show that (1) holds only for a few scattered photons and that the angle factors cannot be disposed of.

3. *Limits of validity of (1).* First of all, the Compton relation reads in S :

$$\varepsilon_f = \frac{\varepsilon_i (1 - \beta \cos \psi_i)}{(1 - \beta \cos \psi_f) + \frac{\varepsilon_i}{E} (1 - \cos \theta)} \quad (6)$$

In fact, substituting in (5) the well-known relations:

$$\gamma^2(1 - \beta \cos \psi) (1 + \beta \cos \psi') \quad (7)$$

expressing the compatibility of (4a), and (4b) and:

$$\frac{1 - \cos \theta}{1 - \cos \theta'} = \gamma^2(1 - \beta \cos \psi_i) (1 - \beta \cos \psi_f), \quad (8)$$

which follows from the invariance of $(k_i \cdot k_f)$, we recover easily the classical relation (6).

Now, if all angle factors in (5) are set ~ 1 , we get using (7):

$$\begin{aligned} \text{a) from } 1 + \beta \cos \psi_f \sim 1 \quad \text{or } \psi_f \sim \pm \frac{\pi}{2} \\ \cos \psi_f \sim \beta \sim 1 \quad \text{or } \psi_f \sim 0 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{b) and from } 1 - \beta \cos \psi_i \sim 1 \quad \text{or } \psi_i \sim \pm \frac{\pi}{2} \\ \cos \psi_i \sim -\beta \sim -1 \quad \text{or } \psi_i \sim \pi \end{aligned} \quad (10)$$

Eq. (9) and (10) clearly show that those hard photons considered by F. and M. correspond to a well-defined geometry of scattering, the directions of the incident and emergent photons being fixed by $(\psi_i \sim \pm \pi/2$ and $\psi_f \sim 0)$. In fact, the correct relation (6) shows that, at the Thomson limit, hard photons satisfying (1) are produced only when $\cos \psi_f \sim 1$ (the numerator having a non-vanishing value), i. e. when photons are scattered in the direction of electron-motion. This geometry corresponds in S' , as in S , to a scattering angle $\theta' \sim \pm \pi/2$, as it results from F. and M; s) assumption (p. 688):

$$\theta' = 2\pi - \psi_i - \psi_f \sim \pm \frac{\pi}{2} \quad \text{for } \psi_f \sim \pm \frac{\pi}{2}, \quad \psi_i \sim \pi. \quad (11)$$

Scattering obeying $(1 + \cos^2 \theta')$ law in S' , we may infer that only a few hard photons would occur around $\theta' \sim \pm \pi/2$.

On the other hand, although eq. (10) may be justified by aberration considerations, we cannot set $\psi_i \sim \pm \pi/2$, as incident light has been assumed to be isotropic in S from the outset; ψ_i takes necessarily all possible values, so that those photons around $\psi_i \sim \pm \pi/2$ represent only a small fraction of the initial ambient photons.

Finally, those hard photons considered by F. and M. form a small fraction of the scattered photons (those around $\theta' \sim \pm \pi/2$) among a

small number of ambient photons (those around $\psi_i \sim \pm \pi/2$). They cannot therefore represent most of the scattered photons, as claimed by F. and M.

In conclusion, one should consider as greatly overestimated those values of the inverse Compton flux obtained in the literature, assuming the relation $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$ to hold for most of the scattered photons, when ambient radiation is isotropic in the frame where the electron is moving.

Замечания к вычислению потока излучения при обратном комптоновском рассеянии с применением формулы $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$. Показывается, что при расстоянии изотропного излучения на релятивистских электронах образуется лишь небольшое количество жестких фотонов, для которых $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$ ($\varepsilon_f(\varepsilon_i)$ — энергия падающего (рассеянного) фотона; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, β — приведенная скорость электрона). Поэтому значения величины комптоновского потока излучения, получаемые при допущении о справедливости указанного соотношения, оказываются завышенными; эти выводы находятся в противоречии с результатами цитируемой ниже работы Фелтена и Моррисона.

6 January 1981

Laboratoire de Physique Théorique
E. R. A. No 533

Institut Henri Poincaré
Laboratoire d' Astrophysique
Théorique du Collège de France
Institut d' Astrophysique

S. KICHENASSAMY
R. KRICKORIAN

REFERENCE

1. J. E. Felten, P. Morrison, Ap. J., 146, 686, 1966.
2. E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev., 73, 449, 1948.
3. T. M. Donahue, Phys. Rev., 84, 972, 1951.
4. C. Muller, The Theory of Relativity, Oxford Univ. Press, 1952.
5. V. Fock, The Theory of Space Time and Gravitation, Pergamon Press, 1959.

УДК 530.12

1

О НЕЙТРИННЫХ ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

В современной астрофизике, в частности в космогонии сверхплотных небесных тел, важное значение имеет проблема нейтринных потерь энергии. В течение последних двух десятиков лет этот вопрос исследовался в

работах [1—8] и ряде других. Однако было бы преждевременным утверждать, что здесь достигнута полная ясность. Дело в том, что по мере развития теории элементарных частиц и вызванными ими изменениями наших знаний о термодинамических свойствах вырожденной плазмы, возникает необходимость ввести соответствующие уточнения. Причиной такого пересмотра послужило, в частности, развитие представлений о свойствах ядерной материи за последние десять лет (ссылки см. в [9, 10]). Нейтринные потери с учетом наличия π^- -мезонов в вырожденной сверхплотной плазме исследовались в работах [2, 5—7]. Для соответствующей мощности излучения ν и $\bar{\nu}$ в расчете на единицу массы было получено выражение [2]

$$\epsilon_{\nu} \approx 5 \cdot 10^{12} \frac{n_{\pi}}{n} T_9^6 \frac{\text{эрг}}{\text{г с}}, \quad (1)$$

где n_{π} — плотность числа π^- -мезонов, n — плотность числа нуклонов, T — температура вещества, а $T_9 = 10^{-9} T$. В основе первой из упомянутых работ [2] лежало представление о свободном π^- -конденсате, а в остальных учитывалось также взаимодействие пионного конденсата с ферми-газами нуклонов, а точнее — представление о когерентном пионно-нуклонном газе. По сути дела был получен результат, не сильно отличающийся от (1).

В рассматриваемом вопросе существенным является представление о состоянии π^- -мезонов в ядерном веществе. Во всех работах (ссылки см. в [9, 10]), за исключением [11, 12], состояние пионов в конденсате представлялось в виде плоских стоячих или бегущих волн. При плотностях плазмы порядка ядерной $n_0 = 1.7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, где нуклоны являются нерелятивистскими частицами, такой подход неизбежно сопровождается ошибками, так как плоские волны содержат вклады также от s - и d -волн, имеющих характер отталкивания. В отличие от такого подхода в [11, 12] состояние π^- -мезонов представлялось в виде p -волны, которая, как известно, при ядерной плотности обеспечивает сильное эффективное притяжение для пионов. Было показано, что в плазме при $n \approx n_0$ рождается обильный «конденсат» отрицательных пионов, причем каждый мезон образует связанное p -облако с импульсом $p(\pi) \sim 1.5 m_{\pi} c$ вокруг отдельного протона. Такое образование, по сути дела, является ни чем иным, как нейтральным квазинуклоном n_* с массой $m_* \approx 950.2 \text{ МэВ} \cdot c^{-2}$ и с полуцелым спином [11]. Ниже оцениваются нейтринные потери энергии ядерного вещества, исходя именно из этого представления о наличии в нем трех видов нуклонов: нейтрона, протона и нейтрального квазинуклона (протон, окруженный не виртуальным, а реальным мезонным облаком), с определенным приближением образующих независимые ферми-газы.

Таблица 1

k	$\frac{n_k}{n_0}$	$\mu_k - m_k c^2$ МэВ	$p_F(k)$ МэВ/с	$\varepsilon_F(k)$ МэВ
n	0.591	-0.58	284	42.9
n_*	0.406	-0.58	250	33.0
p	0.0035	-50.58	51.3	1.40
e	0.0035	51.3	51.3	51.3

Параметры такой плазмы (см. [12]) приведены в табл. 1, где n_k — плотность числа частиц k -го вида, а μ_k , $p_F(k)$ и $\varepsilon_F(k)$ — их химический потенциал, ферми-импульс и ферми-энергия соответственно. В области температур $T \lesssim 5 \cdot 10^9$ и плотностей порядка ядерной нейтринные потери энергии в основном обусловлены модифицированными *Urca* — процессами:

$$N' + N \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e + N, \quad (2)$$

$$e + p + N \rightarrow \nu_e + N' + N, \quad (3)$$

где N' , $N = n, n_*$. Реакции $N' + N \rightarrow N' + N + \nu + \bar{\nu}$, $N + p \rightarrow N + p + \nu + \bar{\nu}$ ($\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e$) с участием нейтральных токов не играют существенной роли, поскольку по отношению к (2), (3) их вклад порядка нескольких процентов [8]. Другие реакции, сопровождающиеся рождением $\nu, \bar{\nu}$, сильно подавлены по сравнению с (2), (3). Это видно из следующих соображений. В идеально вырожденном веществе ($T = 0$), очевидно, всякие процессы полностью запрещены. При конечных же температурах вблизи ферми-поверхностей образуются слои толщиной $\sim kT$ невырожденных частиц. В модифицированных *Urca* — процессах (2), (3), происходящих с участием двух нуклонов, законам сохранения энергии и импульса можно удовлетворить в пределах указанных слоев. Тогда как в обычных *Urca*-процессах $N' \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, $e + p \rightarrow \nu_e + N'$, где мы имеем дело с распадом одного нуклона, при тех же условиях импульсы частиц в конечных состояниях лежат в глубине соответствующих им ферми-распределений. В этом легко убедиться, проанализировав данные, приведенные в табл. 1. Именно поэтому вероятности этих процессов получаются пренебрежимо малыми. Вероятности реакций, сопровождающихся рождением фотонейтрино, плазменных нейтрино и др., также ничтожно малы (см., например, [4]).

Теперь, исходя из вышеупомянутого представления о ядерном веществе, оценим величину скорости нейтринных потерь энергии в нем. Для этого, очевидно, мы должны среднюю энергию нейтрино $E_\nu \sim kT/3$ умно-

жить на сечение $\bar{\sigma}_{N'N} \sim [G(\varepsilon_F(N') + \varepsilon_F(N))/2\hbar^2 c^2]^2$ реакции (2), где G — фермиевская константа слабых взаимодействий, на число невырожденных нуклонов начального состояния $n_{N'} kT/\varepsilon_F(N')$ и $n_N kT/\varepsilon_F(N)$, которые могут участвовать во взаимодействии; на вероятности $kT/\varepsilon_F(p)$, $kT/\varepsilon_F(e)$ и $kT/\varepsilon_F(N)$ того, что конечные частицы p , e и N попадут в невырожденный слой толщиной $\sim kT$; на среднюю относительную скорость $\bar{v}_{N'N} = [(p_F(N')/m_{N'})^2 + (p_F(N)/m_N)^2]^{1/2}$ сталкивающихся нуклонов; и, наконец, на множитель $\sim (kT)^2/\varepsilon_F(N')\varepsilon_F(p)$ [2], учитывающий число состояний излученных $\bar{\nu}_e$. До сих пор мы говорили только о процессе (2). Такой же вклад дает обратная реакция (3). Таким образом, для скорости нейтринных потерь энергии в расчете на единицу массы получаем следующее выражение:

$$\varepsilon_\nu \sim \frac{2}{nm_n} \bar{E}_\nu \sum_{N', N} \frac{kT}{\varepsilon_F(N')} n_{N'} \bar{\sigma}_{N'N} \bar{v}_{N'N} \times$$

$$\times \frac{kT}{\varepsilon_F(N)} n_N \frac{kT}{\varepsilon_F(p)} \frac{kT}{\varepsilon_F(e)} \frac{kT}{\varepsilon_F(N)} \frac{(kT)^2}{\varepsilon_F(N')\varepsilon_F(p)}, \quad (4)$$

где $N', N = p, n, \bar{p}, \bar{n}$. Подставляя из табл. 1 численные значения входящих сюда величин, находим, что для ядерного вещества

$$\varepsilon_\nu \sim 10^9 T_9^8 \frac{\text{эрг}}{\text{г с}}. \quad (5)$$

Относительные вклады реакций (2), (3) приведены в табл. 2.

Таблица 2

Реакция	$n\bar{p} \rightarrow \bar{\nu}e\bar{n}$	$n\bar{n} \rightarrow \bar{\nu}e\bar{p}$	$n_n \rightarrow \bar{\nu}e\bar{p}$	$n_p \rightarrow \bar{\nu}e\bar{n}$	$e\bar{p}n \rightarrow \nu\bar{p}$	$e\bar{p}\bar{n} \rightarrow \nu\bar{p}$	$e\bar{p}n \rightarrow \nu n$	$e\bar{p}\bar{n} \rightarrow \nu n$
Вклад в (4)	0.15	0.13	0.13	0.10	0.15	0.13	0.13	0.10

Резюмируя, можно утверждать, что учет наличия π^- -мезонов приводит к увеличению нейтринных потерь энергии ядерного вещества от значения $\varepsilon_\nu \sim 3 \cdot 10^8 T_9^8 \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [8] до величины (5), то есть приблизительно в 300 раз. Между тем, в вышеупомянутых работах [2, 5—7] получено значение (1), в 2000 раз превосходящее (5), найденное нами. Как уже отмечалось, расхождения в результатах обусловлены разными исходными представлениями о состоянии отрицательных пионов в ядерном веществе.

Автор признателен профессору Г. С. Саакяну за стимулирующие обсуждения и ценные указания, а также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за проявленный интерес.

Neutrino Energy Loss of Nuclear Matter. On the basis of the idea [11, 12] about the existence of "π⁻-condensate" in the nuclear matter it is shown that the neutrino energy loss rates per unit mass is of the order of $10^9 (T/10^9)^8 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

3 июля 1980

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Л. Ш. ГРИГОРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. Adams, M. A. Ruderman, C.-H. Woo, Phys. Rev., 129, 1383, 1963.
2. J. N. Bahcall, R. A. Wolf, Phys. Rev., 140, B1 452, 1965.
3. В. С. Ишеник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 44, 768, 1967.
4. G. Beaudet, V. Petrosian, E. E. Salpeter, Ap. J., 150, 979, 1967.
5. O. V. Maxwell, G. E. Brown, D. K. Campbell, R. F. Dashen, J. T. Manassah, Ap. J., 216, 77, 1977.
6. R. F. Sawyer, A. Sont, Ap. J., 216, 73, 1977.
7. M. Kiguchi, Neutrino Cooling of Neutron Stars by Pion Condensation, Preprint RIFP -288, Kyoto, 1977.
8. B. L. Frieman, O. V. Maxwell, Ap. J., 232, 541, 1979.
9. А. Б. Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
10. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
11. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 13, 463, 1977.
12. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.

CONTENTS

PHOTOGRAPHIC COLORIMETRY OF STELLAR FLARES IN THE PLEIADES AND ORION AGGREGATES	197
<i>L. V. Mtrzoyan, H. S. Chavushian, N. D. Meliktn, R. Sh. Natsvltshvili, G. B. Ohantan, V. V. Hambartan, A. T. Garibdjantn</i>	
SLOW BRIGHTNESS VARIATIONS OF BY DRA	215
<i>A. S. Melkontan, K. Olah, A. V. Oskantan, jr., V. S. Oskantan</i>	
THE WIDE-BAND S SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS	225
<i>A. Kh. Avetisstan, V. P. Zalntan, Yu. K. Melik-Alaverdian, R. Kh. Hovhanessian, H. M. Tovmasstan</i>	
MORPHOLOGY OF THE NINE GALAXIES WITH UV-CONTINUA WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI	231
<i>Yu. P. Korovyakovskij, A. K. Petrosstan, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachiktan</i>	
RADIAL VELOCITIES OF 44 INTERACTING GALAXIES	239
<i>V. P. Arkhipova, V. L. Afanastev, V. A. Dostal, A. V. Zasov, I. D. Karachentsev, R. I. Noskova, M. V. Saveleva</i>	
OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS AT 3.66 GHz	245
<i>V. H. Malumtan</i>	
HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. I. SELECTION AND PROJECTION EFFECTS	249
<i>I. D. Karachentsev</i>	
ACTIVE GALAXIES IN GROUPS OF GALAXIES	265
<i>H. M. Tovmasstan, E. Ts. Shahbazian</i>	
ON THE NATURE OF JET-LIKE FORMATIONS IN RADIOGALAXIES	273
<i>V. G. Gorbatsky</i>	
THE ORIGIN OF THE OPTICAL CONTINUUM OF FLARES ON RED DWARFS	285
<i>M. M. Katsova, A. G. Kosovichev, M. A. Livshits</i>	
THE BALMER DECREMENTS OF T TAU STARS	301
<i>N. A. Katysheva</i>	
HEATING MECHANISM FOR STELLAR WINDS OF EARLY-TYPE STARS	309
<i>E. Ya. Vitkowsky</i>	
ON RADIATION DEFICIENCY OF SHELL-STARS IN BALMER CONTINUUM	317
<i>I. N. Chkhkvadze</i>	
CONNECTION BETWEEN ULTRAVIOLET EXCESS AND LITHIUM CONTENT IN LATE GIANTS	327
<i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	
EVOLUTION OF MHD-WAVES IN HOMOGENEOUS ISOTHERMAL MEDIUM	333
<i>G. S. Btsnovaty-Kogan, S. B. Popov, Yu. P. Popov</i>	
ROTATING SUPERDENSE STARS	349
<i>V. F. Balek</i>	
THE STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF TURBULENCE INTERSTELLAR CLOUDS	359
<i>L. N. Arshutktn, I. G. Kolesnik</i>	
THE GENERATION OF THE LARGE-SCALE STRUCTURE BY THE MASS EJECTION FROM THE GALAXY CENTRE	371
<i>V. I. Korchagtn, V. F. Rakhimov</i>	
GAS CONDENSATION AS A CAUSE OF THE INFRARED EXCESS IN THE COLD NEBULAE SPECTRA	383
<i>M. E. Perel'man</i>	
NOTES	
COMMENTS ON THE EVALUATION OF THE INVERSE COMPTON FLUX	395
<i>S. Kishenassamy, K. A. Krtkorian</i>	
NEUTRINO ENERGY LOSS OF NUCLEAR MATTER	398
<i>L. Sh. Grtgortan</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (Продолжение)

МЕХАНИЗМ НАГРЕВА ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ	<i>Э. Я. Вильковиский</i>	309
О ДЕФИЦИТЕ ИЗЛУЧЕНИЯ SHEL-ЗВЕЗД В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ	<i>Я. Н. Чхиквидзе</i>	317
ЗАВИСИМОСТЬ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗБЫТКА ОТ СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ В ПОЗДНИХ ГИГАНТАХ	<i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	327
ЭВОЛЮЦИЯ МГД-ВОЛН В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ <i>Г. С. Бисноватый-Коган, С. Б. Попов, Ю. П. Попов</i>		333
ВРАЩАЮЩИЕСЯ ГОРЯЧИЕ СВЕРХПЛОТНЫЕ ЗВЕЗДЫ	<i>В. Ф. Балек</i>	349
СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ	<i>Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник</i>	359
ГЕНЕРАЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ВЫБРОСАМИ МАСС ИЗ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА <i>В. И. Корчагин, В. Ф. Рахимов</i>		371
КОНДЕНСАЦИЯ ГАЗА КАК ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗБЫТКА В СПЕКТРАХ ХОЛОДНЫХ ТУМАННОСТЕЙ <i>М. Е. Перельман</i>		383
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ЗАМЕЧАНИЯ К ВЫЧИСЛЕНИЮ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОБРАТНОМ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ФОРМУЛЫ $\gamma_j = \gamma_j^0$ <i>С. Кишенасимч, Р. А. Крикорян</i>		395
О НЕЙТРИННЫХ ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА	<i>Л. Ш. Григорян</i>	398