

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27

АВГУСТ, 1987

ВЫПУСК 1

НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. I. О КРИВОЙ БЛЕСКА V 1057 ЛЕБЕДЯ <i>М. А. Ибраимов, В. С. Шевченко</i>	5
ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ A 0535 + 26 = HDE 245770 ПО ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ И ФОТОМЕ- ТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ <i>В. М. Ларионов</i>	19
ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ДВУХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ¹ <i>О. Г. Таранова</i>	29
ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД <i>Э. Я. Вильковский</i>	41
БЕЛЫЕ КАРИКИ: СВЯЗЬ С МАССАМИ ПРАРОДИТЕЛЕЙ <i>П. Р. Амгунель, О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, Ю. С. Рустапов</i>	53
ОБ АНИЗОТРОПИИ СИНХРОТРОННОГО L_c -ИЗЛУЧЕНИЯ КРАБОВИД- НОЙ ТУМАННОСТИ <i>В. В. Головатый</i>	65
РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КОЛЛАПС ОДНОРОДНОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕ- НИЯ <i>Г. С. Бисноватый-Коган, А. Р. Януризова</i>	79
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ СИ- СТЕМЫ VV. 242 <i>В. П. Решетников</i>	91
МАРКАРЯН 277 — ИРРЕГУЛЯРНАЯ ГАЛАКТИКА СО СГУСТКАМИ <i>Н. К. Андреасян, А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян</i>	103
УСТОЙЧИВОСТЬ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ОДНОРОДНОГО СФЕРО- ИДА С АЗИМУТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. I. <i>В. А. Антонов, О. А. Железняк</i>	111

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Журнал основан в 1965 г.
выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բինցվախի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբաչևի, Լ. Ս. Լուրդ,
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Է. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մանիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերտրիժ,
Ա. Տ. Քալոդյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий, А. Т. Каалоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терсбиж, Е. К. Харадзе.

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

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

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստղաբանների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ա. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծբունարդնայա կնիքա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.335—54

НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. I. О КРИВОЙ БЛЕСКА V 1057 ЛЕБЕДЯ

М. А. ИБРАГИМОВ, В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 10 февраля 1987

Принята к печати 20 апреля 1987

Приводятся фотографические величины m_{rg} , m_{rv} , m_{rg} фуора V 1057 Лебедя, полученные в период июль 1968 г.—август 1970 г., и фотовольметрические *UBVRI'* наблюдения за период июль 1978 г.—декабрь 1985 г. В эпоху подъема и максимума блеска V 1057 Лебедя получено 26 оценок m_{rg} , $20 - m_{rv}$ и $3 - m_{rg}$. Оценен верхний предел показателя цвета $V - I < 3^m5$ в предвспышечную эпоху. В результате анализа кривых блеска в *B*, *V*, *R* по 300 наблюдательным ночам обнаружена периодическая составляющая в мелкомасштабной кривой блеска с периодом около 12 дней и амплитудой около 0^m1 *V*. Происходит дальнейшее замедление темпа падения блеска. С 1982 г. по 1986 г. блеск V 1057 Лебедя ослабел не более, чем на 0^m2 *V*, в то время как за предшествующие 4 года ослабление блеска $\Delta V > 0^m4$.

1. *Введение.* В. А. Амбарцумян [1] впервые указал на исключительную важность наблюдательного изучения фуоров. Без понимания этого явления невозможно составить полное представление об эволюционном статусе звезд Т Тельца, Ae/Be Хербига и родственных объектов, не может быть достаточно объективно освещена начальная звездная эволюция.

Хербиг [2], Грасдален [3], Мирзоян [4], Велин [5], Гюльбудагян [6] достаточно полно осветили наблюдательные факты, связанные с фуорами, и направления интерпретации этого явления. Ларсон [7] и др. теоретики строили довольно сложные модели фуоров, которые можно сопоставить с наблюдениями.

Вместе с тем, всей совокупности наблюдательных фактов оказывается недостаточной для однозначной интерпретации фуоров. Чрезвычайная динамичность некоторых фуоров (V 1057, V 1515 Лебедя) усиливает необходимость регулярных наблюдений в современную эпоху и более глубокого анализа данных, относящихся к крупномасштабным изменениям; выводы В. А. Амбарцумяна [1] сегодня также актуальны, как и 15 лет назад.

С 1974 г. в Астрономическом институте АН Узб.ССР ведется программа исследования спектров фуоров в ближней ИК области [8—10], а с 1978 г. ведутся регулярные фотоэлектрические наблюдения в полосах U , B , V , R , i , исследования областей звездообразования, связанных с фуорами, и другие исследования фуоров. Опубликована лишь небольшая часть результатов этих программ [11, 12].

В настоящей работе мы приводим результаты фотоэлектрической фотометрии V 1057 Лебеда 1978—1985 гг., анализ которых позволил обнаружить периодическую составляющую в мелкомасштабной кривой блеска с периодом около 12 дней.

В фототеке Астрономического института АН Узб.ССР оказалось 235 снимков области NGC 7000-IC 5070, экспонированных в эпоху 1967—1970 гг. 50 из них получено в эпоху подъема блеска и максимума блеска. Мы постарались с максимально возможной точностью определить показатели цвета ($B-V$) и ($V-R$) на наиболее крутом участке подъема блеска, воспользовавшись тем обстоятельством, что в несколько дат были получены одновременно пластинки в фотографической, фотовизуальной и красной областях спектра. По-видимому, такие определения цветов сделаны впервые.

2. *Фотографические наблюдения* 1967—1970 гг. были выполнены на короткофокусном двухкамерном астрографе (200 : 1000 мм). Для построения фотометрических систем B , V , R , i применялась следующая комбинация фотоэмульсий и фильтров:

$B(m_{B\beta})$ ZU-2 без фильтра или Kodak 103a-O без фильтра,

$V(m_{\rho v})$ WO-1 + ЖС-17 или Kodak 103a-D + ЖС-17,

$R(m_{\rho r})$ WP-1 + ОС-17 или Kodak 103a-F + ОС-17,

$i(m_i)$ I-750 + ОС 17.

Для обеспечения приемлемого изображения на поле $10^\circ \times 13^\circ$ объективы астрографа состоят из больших коллективов линз, которые не пропускают ультрафиолетовый участок спектра, начиная уже с 3900 Å, поэтому $m_{B\beta}$ мы получаем очень близкой к системе B . Если применяются фотоэлектрические стандарты, то величина B , определяемая по снимку, не требует редукиции. Величины $m_{\rho v}$ и $m_{\rho r}$, полученные в эпоху подъема блеска, хорошо редуцируются в международную систему, т. к. в этот период использовались пластинки Kodak 103a-D+ЖС-17 и Kodak 103a-F+ОС-17. В эпоху же максимума блеска для получения величины $m_{\rho v}$ использовались пластинки WO-1 с фильтром ЖС-17. При редуцировании этих величин в стандартную систему V возникают трудности, не исключено наличие

неучтенной систематической ошибки до $0^m.15$. Снимки в системе i мы использовали только для ориентировочного определения верхнего предела показателя цвета $V-i$, т. к. ни на одном снимке до вспышки фуор не виден, а в период подъема блеска и максимума — снимков нет. На рис. 1 приведена карта звезд окрестностей $V 1057$ Лебеда, в табл. 1 — фотоэлектрические величины звезд окрестностей, определенные нами на 600-мм телескопе Цейсса в ВМЭ и использованные совместно с данными Ландолта [13] для определения блеска фуора по методу Нейланда—Блажко. Величины нескольких слабых звезд, обозначенных на карте, но не приведенных в табл. 1 и [13], взяты из работы Мандела [14]. В табл. 2 приведены результаты определения звездных величин B, V, R фуора $V 1057$ Лебеда на восходящей ветви кривой блеска и в максимуме блеска.

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТИ $V 1057$ Суг

№ звезды	№ по [27]	Sp	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I'$
1	44°430	G8-K0	7.49	1.09	1.21	0.77	1.08
2	44°417	K3:	5.76	0.76	0.91	0.76	1.08
3	44°434	K2-3	9.90	1.31	1.31	0.98	1.20
4	43°342	G8	6.68	0.93	1.01	0.77	1.22
5	43°330	A0-1	8.64	0.21	0.15	0.15	0.23
6	43°335	A0-1	10.59	0.20	0.17	0.03	0.19
7	43°326	G7-K2	10.39	0.89	0.94	0.66	1.00
8	43°320	A8	10.73	0.18	0.38	0.34	0.57
9	43°317	G7-8	9.09	0.82	0.98	0.69	1.00
10	43°310	K0	7.02	1.00	1.05	0.79	1.10
11	44°347	B9	6.87	-0.27	-0.04	0.04	0.11
12	44°363	A0	9.81	-0.03	0.05	0.03	0.25
13	44°384	F2-8	10.04	0.10	0.46	0.40	0.76
14	44°368	A0	10.00	0.13	0.17	0.19	0.50

До вспышки мы просмотрели около 100 пластинок в B и более 80 в V и R . На большинстве снимков предельные величины следующие: $15^m B$, $13^m.5-14^m V$ и $12^m.3 R$. Из всей совокупности негативов B только на двух звезда $V 1057$ Суг видна на пределе, причем оба негатива имеют хорошее качество изображений. Это позволяет заключить, что чаще всего переменная до вспышки была слабее $15^m B$, но изменяла свой блеск так, что иногда, становилась близкой к $15^m B$. Примерно в 4-х случаях из 70 блеск V можно оценить в интервале $13^m.9-14^m.5$, хотя ошибка при

этом достаточно велика (около 0^m3). Примерно на 20% снимков в R переменная также видна на пределе. Все вместе взятое подтверждает вывод Мандела [14], Венцела [15] и других наблюдателей о том, что блеск звезды до вспышки менялся по крайней мере в пределах 1^m в B и V . В предвспышечной стадии показатель цвета $B-V > 1^m5$ и средний за

Таблица 2

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ 1968—70 гг. V 1057 Cyg

Дата	JD 2440...	B	n	V	n	R	n	I'	n
23-07-68	061.35							>10.5	1
20-08-68	089.26					12.26	1		
22-09-68	122.22			14.0	1				
25-09-68	125.20			14.5	1				
28-09-68	128.25	>15	1	13.92	1	12.4	1		
30-09-68	130.25	>15	1	14.11	1				
28-10-69	523.12	12.82	1	11.41	1				
01-11-69	527.14	12.67	1	11.21	1	9.96	1		
02-11-69	528.21	12.66	1	11.27	1				
06-11-69	532.13	12.34	1			9.96	1		
28-11-69	554.49	12.19	1	10.90	1	9.78	1		
27-06-70	765.40			9.45	1				
30-06-70	768.40	10.22	4	9.43	2				
02-07-70	770.30	10.10	3	9.29	2				
05-07-70	773.30			9.38	1				
07-07-70	775.30			9.25	3				
10-07-70	778.30			9.19	2				
13-07-70	781.30	10.07	3	9.37	1				
14-07-70	782.30			9.22	1				
28-07-70	796.30	10.08	6						
29-07-70	797.30	10.05	1	9.28	3				
03-08-70	802.25	10.20	4						

1968 г. $V-R \approx 1^m8$, что не противоречит сообщениям Мандела [14] об очень красном цвете звезды в минимуме блеска. На трех негативах, полученных в 1968 г. в инструментальной системе i , предельная звездная величина равна 10^m5 . Ни на одном из них звезда не видна. Отсюда можно заключить, что в эту эпоху звезда была слабее 10^m5 i . Этот результат согласуется с определением Аро [16] величины $I = 10^m9$ по пластинке, получен-

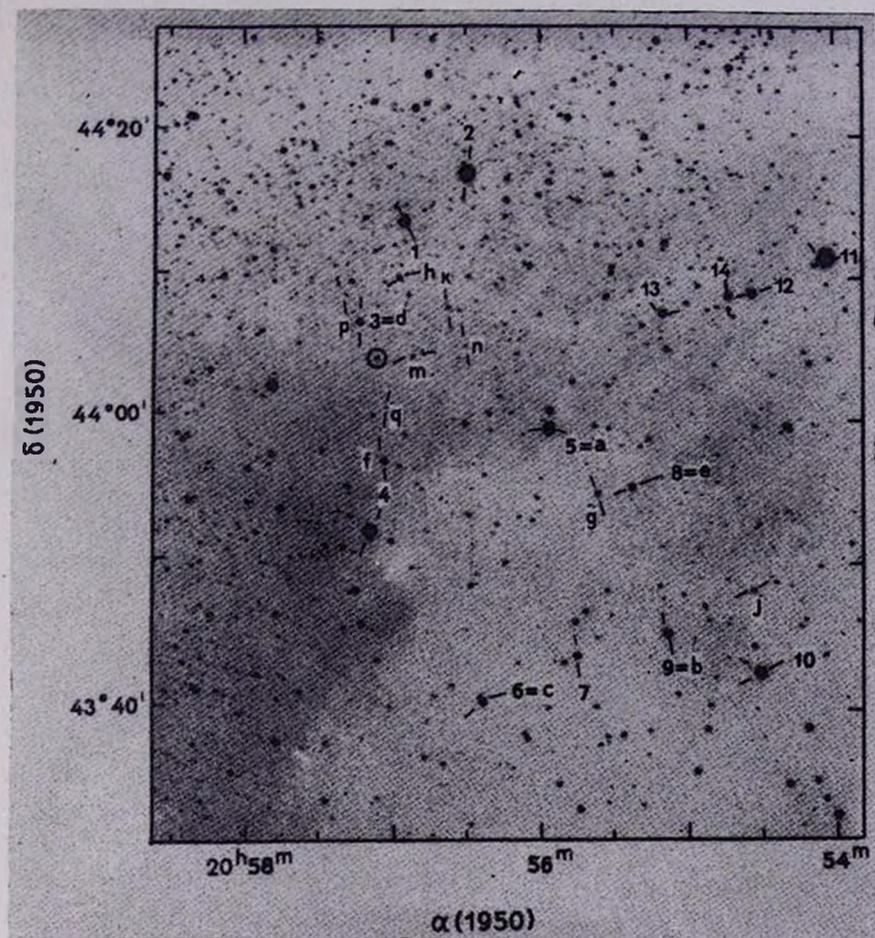


Рис. 1. Карта звезд окрестности V 1057 Суг. Цифрами обозначены звезды, фотоэлектрические величины которых приведены в табл. 1. Буквами обозначены звезды из работы Мандела [14].

К ст. М. А. Ибрагимова, В. С. Шевченко.

ной 24 ноября 1965 г. Показатель цвета $R-I = +1^m.8$, полученный Аро по той же пластинке, практически совпадает с верхним пределом $R-I' < 1^m.8$ из наших определений, сделанных тремя годами позже. Величина $R = 12^m.7$, определенная Аро по пластинке 1965 г., на $0^m.4$ слабее среднего R по двум нашим определениям 1968 г. Это сопоставление дает основание предположить, что в красной области спектра до вспышки звезда была более спокойной, чем в фотографической и фотовизуальной. В период подъема блеска в октябре-ноябре 1969 г. среднее значение $B-V = 1^m.39$, причем это значение довольно уверенное. В этот же период среднее значение $V-R = 1^m.30$; оба эти значения цвета соответствуют среднему блеску $11^m.20$. Мы не встречали в литературе определений показателей цвета на восходящей кривой блеска.

Средний показатель цвета в эпоху максимума блеска по нашим фотографическим и фотовизуальным определениям $B-V = 0^m.77$. Однако эта величина, как указывалось выше, может быть обременена систематической ошибкой.

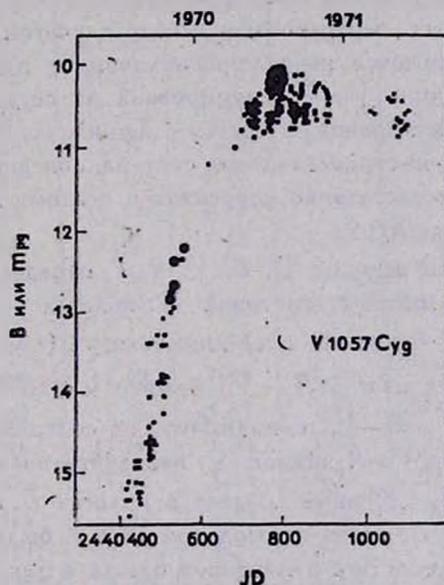


Рис. 2. Участок кривой блеска в V по данным Хербига [2]. Большие точки — наши данные по фотографической фотометрии 1968—1970 гг.

На рис. 2 приведен участок кривой блеска в V по данным Хербига [2]. Большими точками на ней нанесены величины V , полученные нами по пластинкам 1969 и 1970 гг.

3. Фотозлектрические $UBVR'$ наблюдения ведутся на горе Майданак с 1978 г. с идентичными фотометрами на счете импульсов. Наблюдения ведутся на 60-см рефлекторе Цейсса и 48-см рефлекторе АЗТ-14 Высокогорной майданакской экспедиции АИ АН Узб.ССР. Кроме авторов в фотозлектрических наблюдениях по единой программе принимали участие Л. Н. Бердников, А. В. Безверхов, В. П. Кулешов, С. Ю. Мельников, Э. Г. Тимофеев, А. В. Чернышов, А. Ф. Шаймиева, Н. А. Шутемова, С. Д. Якубов.

Фотозлектрические ряды наблюдений V 1057 Суг и сводные кривые блеска по данным фотозлектрической фотометрии проводились Хербигом [2], Колотиловым [18, 19, 20], Копачкой [21] и другими авторами. Библиография по фотозлектрическим наблюдениям собрана в работе Копачкой [21]. С 1981 по 1985 гг. наблюдения V 1057 Суг на горе Майданак велись в течение 300 ночей, как правило по одному измерению в ночь; в некоторые ночи — от 2 до 8 измерений. Часть наблюдений за 1981 г. опубликована в [12]. Из-за отсутствия возможности привести здесь весь массив наблюдений, в табл. 3а мы приводим только часть массива за 1978—1982 гг., где велики крупномасштабные изменения, а в таблице 3б — часть массива за 1984 г., где заметна квазипериодическая составляющая. Все наблюдения 1983—1985 гг. переработаны заново с учетом эффектов второго порядка, и поэтому имеются небольшие отличия от предварительных результатов [11]. Величина $V-R$ редуцирована из системы Крона-Кузинса, в которой велись измерения, в систему Джонсона. Редукция показателя цвета $V-i$ (где i — инструментальная система, описанная в работе [22]) к системе Джонсона недостаточно корректна и поэтому имеет систематическую ошибку в пределах $0^m.15$.

Точность значений величин U, B, V, R, I' определялась статистикой импульсов. В связи с малой статистикой в полосах U и i цвета $U-B$ и $V-I'$ определены с большей погрешностью: $\delta(U-B) \approx \delta(V-I') \approx \pm 0^m.05$, в то время как $\delta(B-V)$ близко к $\pm 0^m.02$, а $\delta(V-R) \approx \pm 0^m.01$. $V, U-B$ и $B-V$, по-видимому, не содержат систематических ошибок. В определении $V-R$ возможна незначительная систематическая ошибка не более $0^m.03$. Кривые блеска в полосах B, V, R приведены на рис. 3а, б, с. В первый же сезон наблюдений 1978 г. была заподозрена мелкомасштабная периодичность в изменениях блеска с циклом около 12 дней. Программа наблюдений была скорректирована для поиска этой периодичности. В сезон 1981 г. был получен ряд высокой плотности, продолжительностью около 100 дней, в котором наблюдается 7—8 циклов квазипериодических изменений [12]. В дальнейших наблюдениях этот квазипериод сохраняется, особенно выделяясь в рядах наблюдений с высокой плотностью, хотя вероятность квазипериода по кривой блеска неодинакова. Для

Таблица За

ФОТОМЕТРИЯ V 1057 Суг 1978—1982 гг.

J. D. 244...	V	U-B	B-V	V-R	V-I'
3693.292°	10.91	1.22	1.68	1.60	2.75
3694.285°	10.93	1.07	1.70	1.68	2.80
3695.277°	10.90	1.20	1.65	1.67	2.82
3697.355°	10.85	—	1.63	1.58	2.62
3699.271°	10.91	1.20	1.69	1.68	2.81
3700.184°	10.93	0.91	1.73	1.72	2.82
3701.163°	10.93	1.06	1.73	1.72	2.80
3702.229°	11.01	1.27	1.71	1.76	2.86
3711.218°	10.90	1.23	1.72	1.66	2.77
3712.200°	10.91	1.43	1.72	1.70	2.82
3713.396°	10.94	0.93	1.74	1.74	2.85
3715.414°	10.97	1.13	1.72	1.72	2.89
3716.292°	10.98	1.20	1.75	1.73	2.54
3717.278°	10.96	1.39	1.72	1.76	2.89
5200.342	11.41	1.24	1.82	1.70	2.88
5201.407°	11.38	0.97	1.80	1.64	2.75
5202.374°	11.36	1.16	1.75	1.66	2.75
5203.370°	11.37	1.23	1.76	1.65	2.68
5204.330°	11.38	1.24	1.77	1.65	2.74
5205.314°	11.39	1.13	1.80	1.65	2.72
5206.334	11.38	1.13	1.77	1.66	2.94
5207.329	11.35	1.18	1.76	1.65	2.71
5208.356	11.34	—	1.76	1.65	2.77
5209.319	11.35	1.09	1.76	1.65	2.71
5210.340	11.33	1.27	1.78	1.66	2.78
5211.328	11.32	1.08	1.76	1.64	2.79
5212.320	11.36	1.11	1.81	1.63	2.78
5213.318	11.38	1.27	1.75	1.64	2.79
5214.336	11.38	1.21	1.76	1.61	2.81
5215.343	11.43	1.12	1.80	1.63	2.77
5216.319°	11.37	1.10	1.77	1.64	2.69
5217.204	11.36	1.17	1.76	1.62	2.73
5218.176	11.34	1.03	1.71	1.63	2.79
5219.208°	11.34	0.93	1.74	1.65	2.73
5220.259	11.29	1.18	1.71	1.63	—
5221.189°	11.32	1.04	1.71	1.63	2.84
5222.170	11.33	1.02	1.75	1.67	2.73

Таблица 3а (продолжение)

J. D. 244...	V	U-B	B-V	V-R	V-I'
5223.168	11.34	1.14	1.73	1.62	2.76
5224.300	11.36	1.17	1.75	1.61	2.75
5225.188*	11.35	1.19	1.75	1.63	2.74
5228.342	11.36	0.97	1.74	1.63	2.74
5229.354	11.37	1.16	1.76	1.63	2.75
5230.261	11.37	1.08	1.78	1.63	2.77
5231.260	11.35	1.21	1.75	1.65	2.81
5233.302	11.33	1.23	1.75	1.62	2.70
5234.270	11.32	1.21	1.73	1.66	2.80
5235.260	11.33	1.14	1.69	1.67	2.79
5243.256	11.38	—	1.78	1.64	2.81
5261.172	11.36	1.18	1.73	1.52	2.82
5263.165	11.33	—	1.76	1.62	2.71
5264.156	11.35	—	1.75	1.63	2.74
5269.207	11.37	1.33	1.73	1.64	2.71
5270.214	11.35	—	1.76	1.60	2.74
5271.207	11.31	1.12	1.69	1.63	2.73
5272.204	11.33	1.24	1.68	1.61	2.79

* Усреднено от 2 до 6 измерений.

поиска и определения вероятности периода по нашим наблюдениям был проведен спектральный фурье-анализ. В качестве примера на рис. 4 приведен спектр мощности для массива продолжительностью 120 ночей в системе V за 1984 г. Выделяется период 11^d.6 и кратные ему. Этот спектр является наиболее типичным: аналогичные спектры получены в другие сезоны в фильтрах B, V, R.

По-видимому, мелкомасштабная квазипериодичность такого рода — явление достаточно распространенное среди молодых нестационарных звезд. Об обнаружении подобной квазипериодичности у некоторых звезд Ae/Be Хербига уже сообщалось [11]. Наиболее полные сведения о наличии аналогичной квазипериодичности у звезд типа Т Тельца и родственных объектов содержатся в работе [23]. Авторы [24—26] полагают, что наиболее приемлемая модель для объяснения полученных результатов — вращающаяся звезда с температурными неоднородностями на поверхности. В этих работах удалось найти периоды у 16 звезд типа Т Тельца и родственных объектов из 19 наблюдавшихся.

Мы обращаем внимание также на изменение темпа падения блеска, явно следующее из наших наблюдений. Первые сообщения о замедлении

Таблица 3

ФОТОМЕТРИЯ V 1057 Cyg В 1984 г.

J. D. 244...	V	U-B	B-V	V-R	244...	V	U-B	B-V	V-R
5866.254	11.53	1.15	1.76	1.64	5959.256	11.52	1.32	1.70	1.60
5867.242	11.51	1.22	1.78	1.62	5963.213	11.52	1.05	1.75	1.61
5868.234	11.54	1.15	1.74	1.66	5964.215	11.50	1.28	1.74	1.61
5869.234	11.50	1.11	1.77	1.65	5965.234	11.48	1.30	1.76	1.62
5870.234	11.50	1.23	1.78	1.62	5966.239	11.49	1.23	1.73	1.64
5871.230	11.51	1.05	1.75	1.63	5967.263	11.49	1.23	1.75	1.63
5872.226	11.52	1.22	1.74	1.64	5968.222	11.47	1.22	1.73	1.63
5873.222	11.50	1.16	1.74	1.63	5969.210	11.45	1.28	1.74	1.62
5874.226	11.50	1.09	1.75	1.63	5970.276	11.47	1.21	1.75	1.61
5875.223	11.50	1.15	1.73	1.65	5971.299	11.48	1.34	1.76	1.62
5876.226	11.49	1.09	1.76	1.64	5972.317	11.48	1.40	1.73	1.61
5877.222	11.45	1.12	1.75	1.61	5973.231	11.48	1.17	1.74	1.62
5878.215	11.46	1.11	1.76	1.62	5974.198	11.49	1.17	1.76	1.62
5880.250	11.51	1.09	1.74	1.66	5975.226	11.48	1.36	1.76	1.62
5881.234	11.54	1.06	1.73	1.65	5976.235	11.49	1.22	1.74	1.63
5882.226	11.54	1.21	1.74	1.66	5977.209	11.46	1.27	1.75	1.61
5883.230	11.52	1.23	1.74	1.64	5978.272	11.47	1.45	1.75	1.62
5886.230	11.50	1.08	1.74	1.64	5983.224	11.42	1.05	1.70	1.60
5887.226	11.50	1.22	1.72	1.64	5984.147	11.43	1.10	1.70	1.60
5942.247	11.48	1.08	1.74	1.63	5985.138	11.43	1.56	1.74	1.62
5943.266	11.50	1.26	1.73	1.63	5986.195	11.46	0.80	1.74	1.62
5944.235	11.50	1.16	1.74	1.63	5987.152	11.47	1.08	1.72	1.61
5945.422	11.51	1.30	1.74	1.62	5988.126	11.50	1.11	1.69	1.63
5946.413	11.49	1.22	1.70	1.61	5989.167	11.49	1.07	1.70	1.60
5948.330	11.54	—	1.73	1.60	5990.124	11.49	1.26	1.72	1.62
5956.313	11.49	0.94	1.73	1.65	5991.133	11.49	1.20	1.74	1.63
5957.307	11.49	1.22	1.73	1.62	5997.126	11.45	1.29	1.75	1.61
5958.267	11.51	0.96	1.74	1.61	5998.233	11.43	1.36	1.78	1.60

и даже о возможном окончании падения блеска были сделаны Велином [28] в 1975 г. и Колотиловым [18] в 1977 г. Блеск звезды продолжал убывать вплоть до 1985 г., правда, как отмечалось, очень сильно замедлившиеся темпами до 0^m04/год в *B, V, R* и 0^m02/год в показателях цвета. Копацкая [21] сообщает о «промежуточном интервале в 120 дней», приходящемся на 1975 г., когда в световых кривых V 1057 Cyg произошел перелом и падение блеска замедлилось приблизительно в два раза. Аналогичный перелом, приходящийся на середину 1982 г., наблюдается на наших кри-

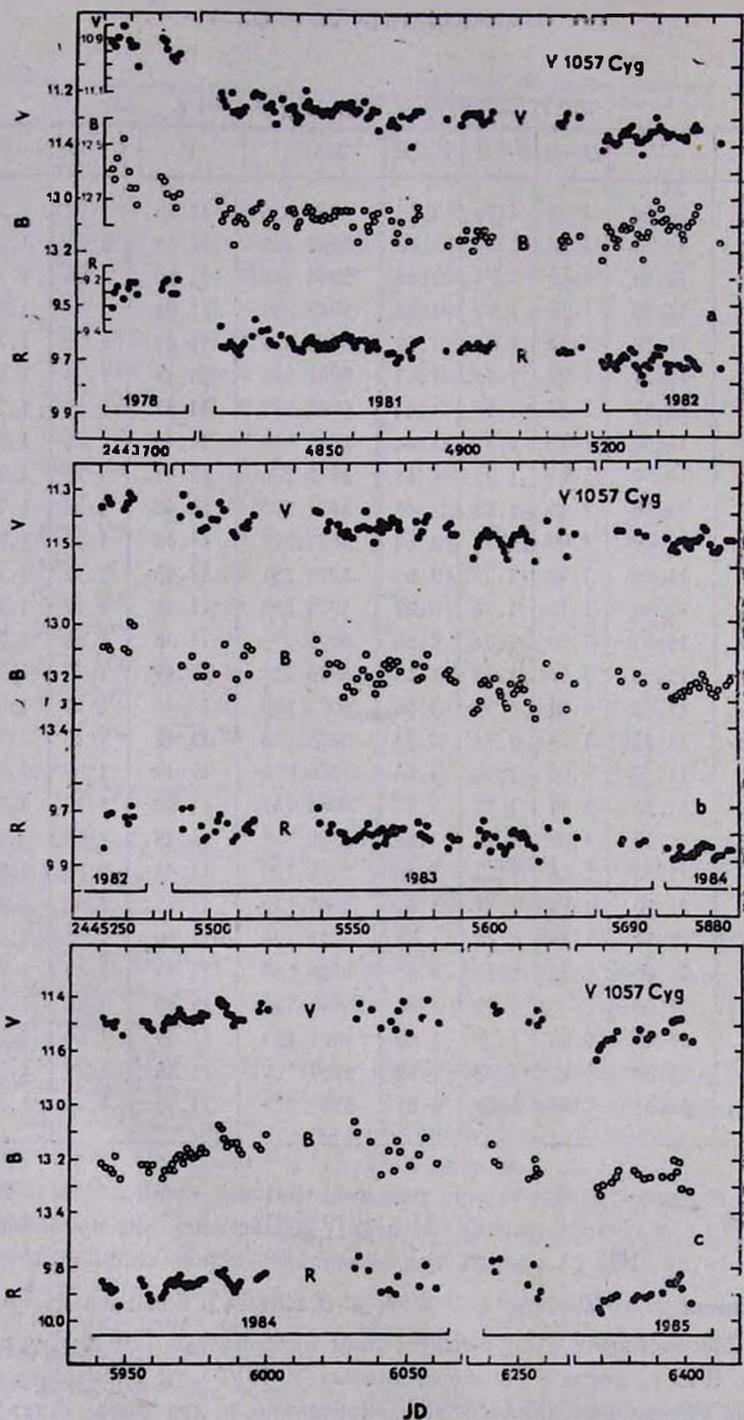


Рис. 3. Кривые блеска V , B , R флуора V 1057 Cyg за период: а) июль 1978 г.— октябрь 1982 г., б) ноябрь 1982 г.— август 1984 г., в) август 1984 г.— декабрь 1985 г.

вых. Если с 1978 г. до середины 1982 г. блеск звезды уменьшился на $0^m 5$, то в период с середины 1982 г. до начала 1986 г. уменьшение составило $0^m 2$. Таким образом, темп падения блеска после второго перелома уменьшился более чем в 2 раза.

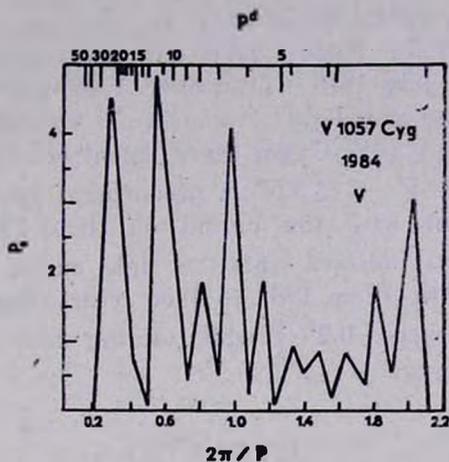


Рис. 4. Характерный спектр мощности V 1057 Cyg для массива продолжительностью в 120 ночей в системе V за 1984 г. Выделяется период 11.6 дней и кратные ему.

В отдельные эпохи на крупномасштабной кривой блеска на фоне тренда происходят локальные подъемы блеска с амплитудой до $0^m 1$ и длительностью 100—150 дней. На кривой блеска, которая приводится на рис. 3с, отчетливо виден такой подъем, продолжавшийся с июня по декабрь 1984 г. Не исключено, что отмеченные Велином [28] и Колотиловым [18] возможные остановки блеска представляют собой аналогичные явления, но «завуалированные» быстрым ослаблением на более крутом участке крупномасштабного тренда. Вероятно, эти процессы имеют отношение к заподозренному Колотиловым [19] более длинному периоду, 200—250 дней, хотя по нашим предварительным оценкам если этот период и существует, то он ближе к 630—700 дням.

Авторы признательны Л. Н. Бердникову, С. Д. Якубову и сотрудникам ОПЗ АИ.АН Узб. ССР, принявшим участие в фотометрических наблюдениях V 1057 Cyg, а также И. А. Бедулевой, Э. И. Дмитриевой, Л. Р. Мирзаевой и С. Н. Шаповалову, оказавшим помощь в подготовке к печати этой работы.

OBSERVATIONAL STUDY OF FUORS. I.
ON THE LIGHT CURVE OF V1057 CYGNI

M. A. IBRAGIMOV, V. S. SHEVCHENKO

The photographic magnitudes m_{pg} , m_{pv} , m_{pr} of the fuor V 1057 Cygni for July 1968 — August 1970 and photoelectric UBVR \bar{I} observations made in July 1978 — December 1985 are presented. In epoch of the light raising and light maximum 26 estimations of m_{pg} , 20 m_{pv} and 3 m_{pr} for the V 1057 Cygni have been obtained. The upper limit of the color-index $V - 1 < 3.5^m$ in preoutburst epoch is estimated. A periodic component with the period of about 12 days and amplitude of about 0.1^m V was derived from the light curves in B , V , R for 300 observational nights. From 1982 to 1986 years the rate of brightness decrease did not exceed 0.2^m V while during four previous years the light decrease was $\Delta V > 0.4^m$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
2. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1977.
3. G. L. Grasdalen, *Astrophys. J.*, 182, 781, 1973.
4. Л. В. Мирзоян, *Астрофизика*, 18, 463, 1982.
5. Г. Велин, Протозвезды и планеты, ред. Т. Герелс, Мир, М., 1982, стр. 715.
6. А. Л. Гюльбудалян, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 199.
7. R. B. Larson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 190, 321, 1980.
8. G. I. Shantn, V. S. Shevchenko, A. G. Shcherbakov, *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symp. No. 67, ed. V. E. Sherwood and L. P. Laut, 1975, p. 117.
9. Г. И. Шанин, *Астрометрия и астрофизика*, 40, 28, 1980.
10. Г. И. Шанин, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 219.
11. В. С. Шевченко, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986 (в печати).
12. А. Ф. Шаймиева, Н. А. Шутемова, *Перемен. звезды*, 22, 172, 1985.
13. A. U. Landolt, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 87, 379, 1975.
14. О. Е. Майдель, *Перемен. звезды*, 20, 123, 1975.
15. W. Wenzel, *Mitt. Veränderl. Sterne*, N 730, 1963.
16. G. Haro, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 714, 1972.
17. Н. Н. Кулячков, В. С. Шевченко, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 494, 1976.
18. Е. А. Колотилов, *Астрон. циркуляр*, № 955, 1977.
19. Е. А. Колотилов, *Астрон. циркуляр*, № 984, 1978.
20. Е. А. Колотилов, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 205.
21. Е. Н. Копачкая, *Астрофизика*, 20, 265, 1984.

22. Н. Н. Килчков, В. В. Брусевич, В. В. Котышев, В. С. Шевченко, *Перемен. звезды*, 21, 1, 1978.
23. J. Bouvier, C. Bertout, W. Benz, M. Mayor, *Pre-publ. Inst. D'Astrophys. Paris*, N 135, 1986.
24. A. E. Rydgren, D. S. Zak, F. J. Vrba, P. F. Chugatnov, G. Zajtseva, *Astron. J.*, 89, 1015, 1984.
25. F. J. Vrba, A. E. Rydgren, D. S. Zak, P. F. Chugatnov, N. I. Shakhovskaya, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 998, 1984.
26. A. E. Rydgren, F. J. Vrba, P. F. Chugatnov, N. I. Shakhovskaya, *Bul. Amer. Astron. Soc.*, 17, 556, 1985.
27. Л. П. Мерук, *Изв. КрАО*, 23, 60, 1960.
28. G. Wolln, *Astron. and Astrophys.*, 49, 145, 1976.



УДК: 524.38—7

ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ А 0535+26=HDE 245770 ПО ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

В. М. ЛАРИОНОВ

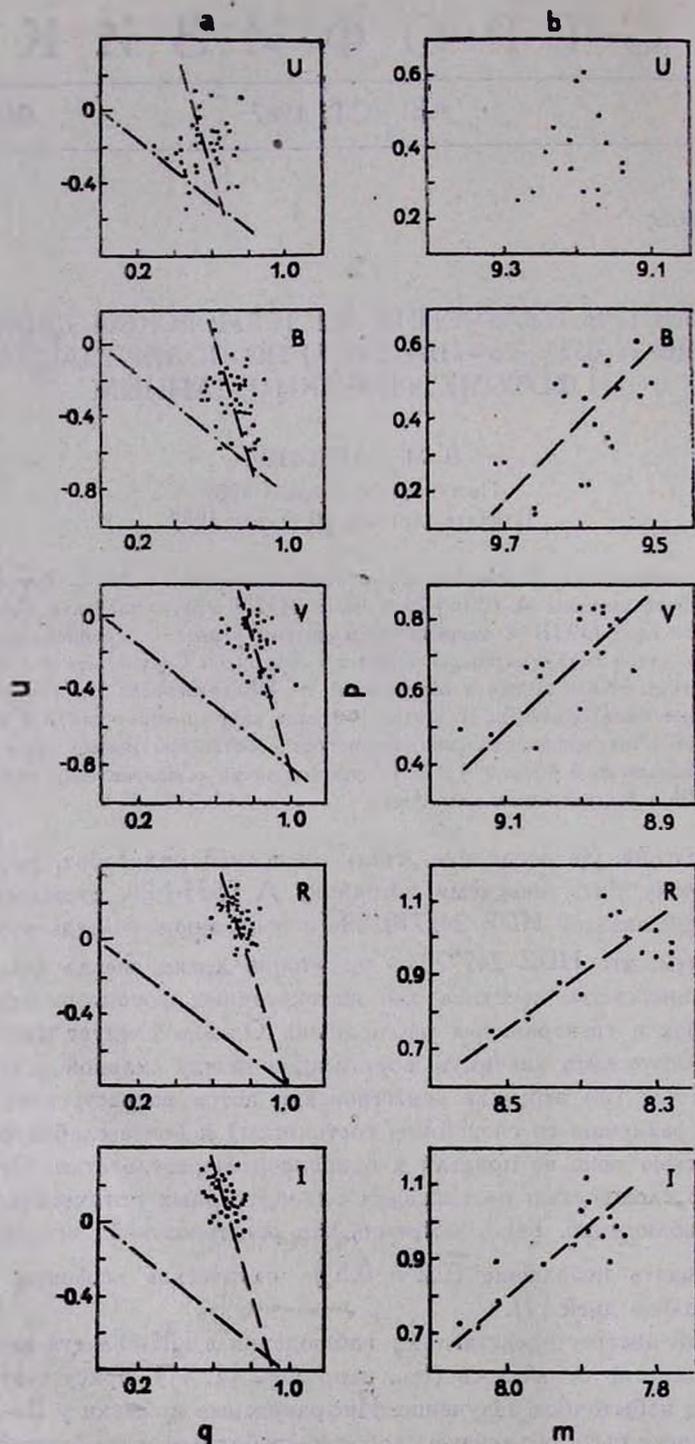
Поступила 26 февраля 1987

Принята к печати 20 апреля 1987

Анализ наблюдений Шаховской и др. позволил выделить в излучении рентгеновской двойной системы А 0535+26 = HDE 245770 два компонента, связанные с оптической звездой О9 III и аккреционным диском вокруг нейтронной звезды. Параметры межзвездной поляризации согласуются с формулой Серковского и наблюдениями окрестных звезд. Наблюдаемая в оптическом и ИК-диапазонах переменность блеска системы может быть объяснена изменением вклада аккреционного диска в общее излучение системы. Полученные значения параметров собственной поляризации позволяют, в рамках предложенной модели, сделать предположения о направлении векторов поляризации в ИК и рентгеновском диапазонах.

1. *Введение.* За последние годы выполнен ряд работ, посвященных транзиентному рентгеновскому источнику А 0535+26, отождествленному с оптической звездой HDE 245770. Не в последнюю очередь этот интерес связан с тем, что HDE 245770 — достаточно яркая звезда ($m_V \sim 9$) и, следовательно, легко доступна для высокоточных фотометрических, поляризационных и спектральных наблюдений. Однако следует признать, что попытки обнаружить значимую корреляцию между сильной рентгеновской переменностью (во вспышке рентгеновский поток возрастает на 1—2 порядка по сравнению со спокойным состоянием) и более слабой оптической переменностью пока не привели к однозначным результатам. Отчасти это связано со сложностью организации одновременных оптических и рентгеновских наблюдений. Было замечено, что рентгеновской вспышке могут предшествовать небольшие (0.2^m — 0.3^m) оптические вспышки, опережая ее на несколько дней [1].

Особый интерес представляют наблюдения в ИК-области спектра, где, как неоднократно отмечалось (см., например, [2, 4]), присутствует сильно переменное избыточное излучение. Инфракрасные избытки у Ве-звезд, как правило, могут быть объяснены свободно-свободным и свободно-связанным



Подпись к рисунку см. на стр. 21.

излучением, возникающим в их оболочках [5]. Однако в случае HDE 245770 этого традиционного механизма оказывается недостаточно: в отдельные моменты своей фотометрической истории звезда демонстрирует излучение в области 2.2 мкм, намного превосходящее то, которое ожидается от оболочки [3].

2. *Поляриметрические наблюдения.* До последнего времени были получены лишь эпизодические оценки поляризации HDE 245770, выполненные в 1—2 цветовых полосах [4, 8]. Небольшая величина степени ($p_V \sim 0.8—1.0\%$) и близость позиционного угла ($\theta_V \sim 170^\circ$) к ожидаемой для данной области Млечного Пути межзвездной поляризации не дали возможности по этим разрозненным и скудным данным выделить возможный вклад собственной поляризации в излучение системы A 0535+26. Следует обратить внимание на то, что величина и позиционный угол вектора межзвездной поляризации в направлении галактического антицентра, куда проецируется A 0535+26, заметно меняются на расстоянии 1.5—2.5 кпк. Поэтому традиционный метод выделения межзвездной составляющей поляризации, основанный на наблюдениях окрестных звезд, в случае A 0535+26 приводит к неуверенным оценкам.

В связи с этим очевидно большое значение выполненных Шаховской и др. [9] наблюдений HDE 245770 в пяти цветовых полосах, сопровождавшихся, как правило, фотометрическими оценками. Этот однородный ряд, перекрывающий значительный диапазон длин волн (от 0.36 до 0.9 мкм), позволил авторам сделать вывод о том, что в излучении системы присутствует компонент с небольшой собственной поляризацией, переменной по величине и направлению. Мы попытались вновь проанализировать наблюдения Шаховской и др. с целью поиска возможных корреляций между поляризацией и блеском системы.

3. *Анализ наблюдений.* Используя данные табл. 1 в работе [9], рассмотрим положение наблюдаемых значений поляризации на плоскости безразмерных параметров Стокса (q, u) (рис. 1а). Оказывается, что во всех цветовых полосах, кроме U , существует преимущественное направление полосы рассеяния наблюдаемых значений, соответствующее позиционному углу $\theta = 53^\circ \pm 1^\circ$.

Логично предположить, что это преимущественное направление и является направлением вектора собственной поляризации системы A 0535+26.

Рис. 1. а) Распределение наблюдаемых значений поляризации в полосах $UBVRI$ (табл. 1 в работе Шаховской и др. [9]) на плоскости параметров Стокса (q, u). Пунктир — линия регрессии, соответствующая $\theta_1 = 53^\circ$; штрих-пунктир — направление вектора межзвездной поляризации ($\theta_0 = 160^\circ$). б) Зависимость между блеском и собственной поляризацией в каждой из цветовых полос.

Таким образом, собственная поляризация этого источника заметно меняется по величине и (в пределах ошибок наблюдений) постоянна по направлению. Попытаемся теперь определить наиболее вероятные параметры межзвездной поляризации, пользуясь наблюдательными данными по самому исследуемому объекту (с учетом того, что определенное таким образом направление вектора межзвездной поляризации не должно сильно отличаться от полученного по окрестным звездам). Как уже сказано, позиционный угол собственной поляризации один и тот же во всех цветовых полосах от B до I . Это дает возможность указать область допустимых значений для позиционного угла межзвездной поляризации θ_0 . Из рис. 1а видно, что этому соответствуют либо $\theta_0 \geq 17^\circ$, либо $\theta_0 \leq 170^\circ$. Величины θ_0 , заключенные между двумя этими значениями, весьма мало вероятны, т. к. в этом случае мы наблюдали бы в исследуемом диапазоне длин волн, во-первых, поворот позиционного угла плоскости поляризации на 90° , а во-вторых, в некоторых длинах волн за время наблюдений позиционный угол вращался бы на 180° , оставаясь в других длинах волн постоянным. Значения же $\theta_0 \geq 17^\circ$ также можно исключить, поскольку в этом случае мы приходим к противоречию большой величины собственной поляризации с наблюдаемым отсутствием выделенного направления в полосе U . Поэтому в дальнейшем анализе мы будем использовать, как наиболее правдоподобное, значение $\theta_0 = 160^\circ$. Отметим, что анализ данных каталога Хильтнера [8] в области $5^\circ \times 5^\circ$ вокруг HD 245770 (для звезд, находящихся на расстоянии от 1 до 3 кпк) приводит к тому же значению $\theta_0 = 160^\circ$. Величина вектора межзвездной поляризации в каждой из цветовых полос определяется однозначно, поскольку известно направление вектора собственной поляризации источника ($\theta_1 = 53^\circ$). Эта величина равна расстоянию от начала координат до точки пересечения векторов собственной и межзвездной поляризации.

Полученные таким образом значения $p_0(\lambda)$ согласуются с эмпирической зависимостью Серковского [6]:

$$p_0(\lambda) = p_0(\lambda_{\max}) \cdot \exp(k \cdot \ln^2(\lambda/\lambda_{\max}))$$

при $\lambda_{\max} = 0.66$ мкм, $p_0(\lambda_{\max}) = 1.28\%$ и $k = -1.15$ (рис. 2). Это подтверждает справедливость исходных предпосылок. Отметим, впрочем, что зависимость $p_0(\lambda)$ не критична к выбору θ_0 (с точностью до постоянного множителя).

Учтя таким образом межзвездную поляризацию, мы получаем, для каждой даты наблюдений и в каждой длине волны, собственную поляризацию излучения системы, которую в дальнейшем будем обозначать

$$p_1 \left(p_1 = \sqrt{(q - q_0)^2 + (u - u_0)^2}, \quad \theta_1 = \frac{1}{2} \arctg \frac{u - u_0}{q - q_0} \right).$$

В дальнейшем ограничимся анализом p_1 , т. к. позиционный угол не обнаруживает, в пределах ошибок наблюдений, заметной переменности в рассматриваемый период.

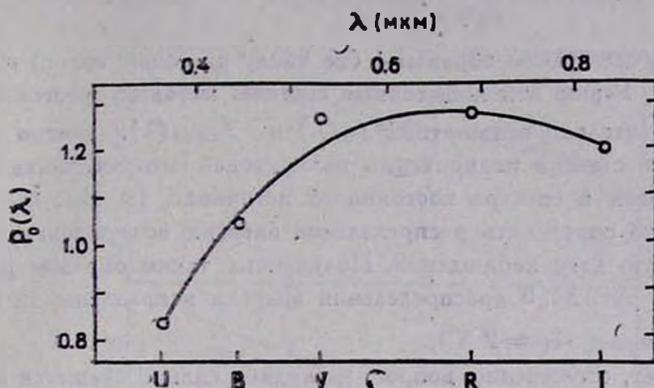


Рис. 2. Волновая зависимость межзвездной поляризации. Сплошная линия получена по формуле Серковского при $\lambda_{\max} = 0.65$ мкм и $p(\lambda_{\max}) = 1.28\%$, кружки — результаты данной работы.

Обратимся теперь к зависимости собственной поляризации излучения системы от видимого блеска m_V (рис. 1b), ограничивая анализ периодом JD 2445630—5990, когда наблюдались значительные (до 0.3^m в V) изменения блеска. Положительная корреляция между яркостью объекта и величиной поляризации очевидна во всех цветовых полосах, кроме U. Такая корреляция может наблюдаться, если приходящее от объекта излучение состоит из двух компонентов: неполяризованного источника постоянного во времени излучения и переменного поляризованного источника.

Введем следующие дополнительные обозначения:

$F_{\text{tot}}(\lambda)$ — полный поток излучения, приходящий от объекта в некоторой длине волны λ ($F_{\text{tot}}(\lambda) = F_0(\lambda) \cdot 10^{-0.4m_V}$), где $F_0(\lambda)$ — спектральная плотность потока от звезды нулевой величины; $F_{\text{var}}(\lambda)$ — поток от переменного источника; $F_{\text{const}}(\lambda) = F_{\text{tot}}(\lambda) - F_{\text{var}}(\lambda)$ — поток от постоянного источника; $p_2(\lambda)$ — степень поляризации переменного источника.

В дальнейшем будем исходить из того, что величина $p_2(\lambda)$ в каждой из длин волн постоянна или переменность ее весьма невелика, как и следует ожидать, если поляризация обусловлена геометрией системы.

Исходя из определения поляризации, можно написать следующее соотношение:

$$p_{1(i)}(\lambda) = p_2(\lambda) \cdot F_{\text{var}(i)}(\lambda) / F_{\text{tot}(i)}(\lambda), \quad (1)$$

где $i = 1 \dots N$ — порядковый номер наблюдения.

Поскольку $F_{\text{var}}(\lambda) = F_{\text{tot}}(\lambda) - F_{\text{const}}(\lambda)$, после очевидных преобразований имеем:

$$F_{\text{tot}(i)}(\lambda) - \frac{1}{p_2(\lambda)} F_{\text{tot}(i)}(\lambda) p_{1(i)}(\lambda) - F_{\text{const}}(\lambda) = 0. \quad (1a)$$

Мы получили таким образом 4 (по числу цветовых полос) системы из N уравнений. Решив эти избыточные системы методом ортогональной регрессии относительно неизвестных $p_2(\lambda)$ и $F_{\text{const}}(\lambda)$, можно получить λ -зависимость степени поляризации поляризованного источника и распределение энергии в спектре постоянного источника, по которому, в свою очередь, легко определить распределение энергии поляризованного источника в каждую дату наблюдений. Полученные таким образом результаты показаны на рис. 3а, б (распределения энергии исправлены за межзвездное покраснение с $A_V = 2.5^m$).

Возникает, естественно, вопрос, насколько сильно скажется на окончательных результатах возможная ошибка в определении позиционного угла межзвездной поляризации $\Delta\theta_0$. Из геометрических соображений легко показать, что ошибка определения собственной поляризации Δp_1 связана с $\Delta\theta_0$ соотношением

$$\Delta p_1 = -p_0 \sin 2\Delta\theta_0 / \sin 2(\theta_1 - \theta_0 + \Delta\theta_0). \quad (2)$$

При тех значениях позиционных углов собственной и межзвездной поляризации, которые получены для HDE 245770 (53° и 160° , соответственно), ошибка $\Delta\theta_0 = \pm 3^\circ$ может изменить определяемые параметры p_2 и F_{const} не более чем на 10%, что не повлияет на качественную сторону наших оценок.

4. *Обсуждение.* Возвращаясь к рис. 3, отметим, что распределение энергии в спектре неполяризованного источника хорошо соответствует ожидаемому от звезды O9 III с $M_V = -4.7$, находящейся на расстоянии ~ 2 кпк. Спектральные наблюдения показывают, что именно такая звезда и является оптическим компонентом системы A 0535+26. Сопоставляя распределения энергии в спектрах двух выделенных нами компонентов излучения A 0535+26, легко понять некоторые особенности ее фотометрического поведения, в частности, рост амплитуды переменности с длиной волны. На рис. 3а приведены распределения энергии в спектре переменного источника для нескольких характерных моментов: вблизи минимума, максимума и в промежуточной стадии. Хорошо заметно, что в максимуме спектр приближается к плоскому, тогда как с ослаблением блеска начинается все более крутой спад, прежде всего в коротковолновой части. Такого рода изменений можно ожидать, если предположить, что рассматри-

ваемый дополнительный источник — это аккреционный диск (или, точнее, тор) вокруг нейтронной звезды — второго компонента системы А 0535+26. В этом случае коротковолновый спад спектра соответствует внутреннему радиусу тора, а длинноволновый — внешнему. Можно отметить, что за все

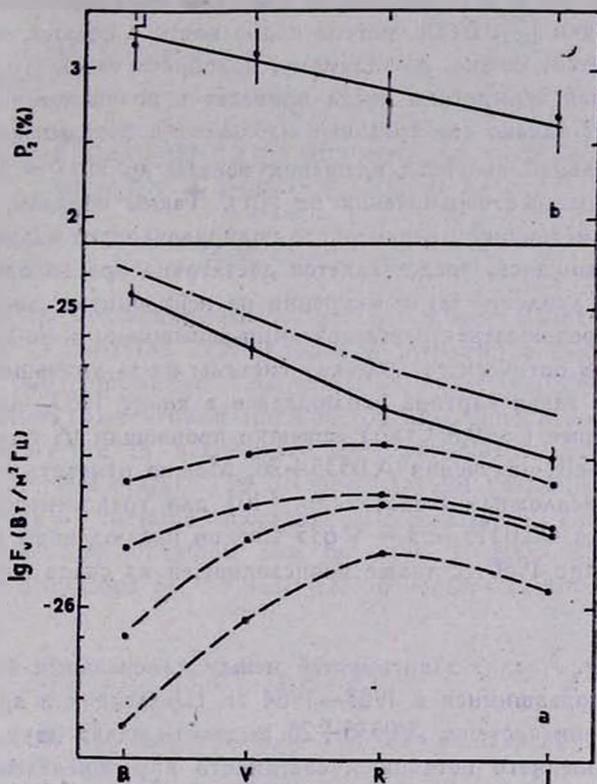


Рис. 3. а) Штрих-пунктирная линия — распределение энергии в спектре звезды О9 III с $M_V = -4.7$ (смещено на 0.25^m вверх); сплошная линия — то же для «постоянного компонента» (см. текст); штриховая линия — то же для «переменного источника» для 4-х дат наблюдений (сверху вниз): JD 2446127, JD 2446118, JD 2445636, JD 2445712. б) Зависимость степени поляризации «переменного источника» от длины волны.

время наблюдений диск ни разу не исчезал полностью, хотя вблизи минимума его излучение составляло лишь малую долю излучения системы в целом.

Отсутствие корреляции между блеском и поляризацией в полосе U, по-видимому, означает, что эта длина волны соответствует неустойчивой внутренней границе диска; более того, геометрия диска здесь может уже и не сохраняться.

Можно было бы предположить, что наблюдаемая поляризация возникает при рассеянии света в дискообразной оболочке вокруг оптического компонента системы; однако в этом случае рост степени собственной поляризации системы должен сопровождаться падением ее интегрального излучения с одновременным покраснением его из-за экранирования звезды веществом оболочки [7]. Если система видна почти с полюса, то это противоречие снимается; можно, по-видимому, подобрать такой угол ее наклона, что наблюдаемая асимметрия диска приведет к возникновению поляризации излучения; однако спектральные наблюдения показывают, что проекция экваториальной скорости вращения звезды $v_e \sin i \sim 230$ км/с, что накладывает сильные ограничения на $\sin i$. Таким образом, предположение о том, что источником переменного поляризованного излучения является аккреционный диск, представляется достаточно правдоподобным.

Очевидно, усиление темпа аккреции на нейтронную звезду должно, во-первых, сопровождаться рентгеновскими вспышками и, во-вторых, приводить к падению оптического блеска системы из-за уменьшения размеров диска. Именно такая картина наблюдалась в конце 1983—начале 1984 г., когда две мощные (~ 0.8 Crab) вспышки произошли на фоне ослабления оптического и ИК-излучения A 0535+26. Можно отметить, что аналогичную модель предложили Крисс и др. [10] для транзиентного рентгеновского источника 4U 0115+63 = V 635 Cas по наблюдениям рентгеновской вспышки в конце 1980 г., также происходившей на спаде оптической кривой блеска.

5. Выводы. Анализ зависимостей между изменениями блеска и поляризации, наблюдавшимися в 1983—1984 гг. Шаховской и др., позволил в общем излучении системы A 0535+26 выделить вклад двух компонентов: 1) неполяризованного источника, светимость и распределение энергии в спектре которого соответствуют ожидаемым от звезды O9 III, являющейся оптическим компонентом двойной системы, и 2) поляризованного источника, переменность блеска и спектра которого объясняет наблюдаемые характеристики оптической переменности HDE 245770. Наиболее вероятно, что этот второй источник является аккреционным диском вокруг нейтронной звезды, входящей в двойную систему.

Экстраполируя полученные данные в область больших длин волн, можно ожидать, что наблюдения в полосе K (2,2 мкм) позволят обнаружить поляризацию $\sim 1\%$ при позиционном угле $\sim 45^\circ$. Зная позиционный угол собственной поляризации системы ($\theta_s = 53^\circ$), можно определить и позиционный угол большой оси аккреционного диска ($\sim 143^\circ$). Если ось вращения нейтронной звезды нормальна к плоскости диска, то и рентгеновское излучение, приходящее от нее, должно иметь плоскость преимущественной поляризации (среднюю за период осевого вращения, т. е.

104 с) вблизи одного из этих значений, в зависимости от того, веерной или карандашной является диаграмма направленности этого излучения.

Автор благодарен Н. И. Шаховской и Н. М. Шаховскому за предоставление результатов наблюдений до их выхода из печати и за полезное обсуждение полученных результатов.

Ленинградский государственный
университет

THE RADIATION PARAMETERS OF THE X-RAY BINARY A 0535 + 26 = HDE 245770

V. M. LARIONOV

An analysis of Shakhovskaya et al's observations of the X-ray binary A 0535 + 26 = HDE 245770 made it possible to distinguish in its radiation the two components connected with the visible star (O9 III) and the accretion disc around the neutron star. The interstellar polarization parameters are in accordance with Serkowski's formula and the observations of field stars. The IR and optical variability can be explained in terms of variable accretion disc radiation. The intrinsic polarization parameters obtained can be used to predict, in the model proposed, the directions of the polarization vectors in the IR and X-ray bands.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bartolini, A. Guarneri, A. Piccioni, A. Giangrande, F. Giovannelli, IAU Circ. No. 3167, 1978.
2. Ю. Н. Гнедин, Г. В. Хозов, В. М. Ларионов, Письма в Астрон. ж., 7, № 8, 466, 1981.
3. Ю. Н. Гнедин, Г. В. Хозов, В. М. Ларионов, Письма в Астрон. ж., 8, № 12, 689, 1982.
4. Ю. Н. Гнедин, Г. В. Хозов, В. М. Ларионов, Astrophys. and Space Sci., 93, 207, 1983.
5. R. Poeschert, J. M. Marlborough, Astrophys. J., 220, 940, 1978.
6. K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford, Astrophys. J., 196, 261, 1975.
7. P. Harmanec, Hvar Observ. Bull., 7, No. 1, 55, 1983.
8. W. A. Hiltner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.
9. Н. И. Шаховская, Н. М. Шаховской, Н. Г. Бескровная, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 120, 1986.
10. G. A. Kriss, L. R. Cominsky, R. A. Remillard, G. Williams, J. R. Thorstensen, Astrophys. J., 266, 806, 1983.

УДК: 524.318—76

ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ДВУХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

О. Г. ТАРАНОВА

Поступила 1 октября 1986

Принята к печати 30 марта 1987

Проанализированы *ИHKLM*-наблюдения углеродных звезд *UV Aur* и *RW LMi*. По интегральному потоку в диапазоне 0.5—5 мкм в максимуме блеска *UV Aur* эффективная температура звезды составляет 2700 К, светимость $6.5 \cdot 10^{37}$ эрг/с и радиус $\sim 600 R_{\odot}$ (при расстоянии до звезды 1.35 кпк). Наблюдаемые изменения ИК-блеска *UV Aur* проанализированы в рамках моделей переменной звезды и постоянной звезды с пылевой оболочкой. Отмечена асимметрия фазовой зависимости распределения энергии в спектре *UV Aur* в диапазоне 0.7—5 мкм. Наблюдаемое излучение *RW LMi* в диапазоне 1.25—5 мкм соответствует сумме излучений двух чернотельных источников с температурями ~ 1200 К и ~ 650 К, угловые радиусы этих источников составляют $\sim 0''013$ и $\sim 0''21$.

1. *Введение.* Углеродные звезды *UV Aur* и *RW LMi*, несмотря на существенно различные фотометрические и спектральные характеристики, имеют одну особенность, выделяющую их из соответствующего класса углеродных звезд. Эта особенность состоит в том, что в оптических спектрах этих объектов, кроме эмиссионных водородных линий, иногда наблюдаются эмиссионные линии, типичные для газовых туманностей [1—3]. На основании этого объект *UV Aur* отнесен Боярчуком [4] к классу симбиотических звезд.

Фотометрические, поляриметрические и телевизионные наблюдения объекта *RW LMi* привели ряд авторов [5—7] к выводу, что данный объект является тесной двойной системой, содержащей, кроме углеродной звезды, звезду раннего спектрального класса. Не исключено, что присутствие горячего компонента в системе *RW LMi*, повышение активности которого, возможно, уже отмечалось в конце 60-х и в начале 70-х годов [8—9], приводит к тому, что *RW LMi* разделит судьбу двух других объектов — *HM Sge* и *V 1016 Cyg*. При вспышке горячего компонента в этих системах значительная часть их пылевых оболочек под действием УФ-излучения вспыхнувшего горячего компонента испарилась и рассеялась, и в на-

стоящее время в ИК-излучении (1—2.5 мкм) этих систем хорошо видно излучение их холодных компонентов.

Объект RWLMi (= CIT 6 = IRC + 30219 = AFGL 1403) обнаружен при 2-микронном обзоре неба [10], в настоящее время представляет собой углеродную звезду, погруженную в оптически толстую пылевую оболочку, которая перерабатывает излучение звезды в тепловое излучение пылевой оболочки.

Углеродная звезда UV Aug — главный компонент визуально двойной системы ADS 3934, вторым компонентом которой является звезда (B9—A0) V, и ее визуальная звездная величина составляет $\sim 11^m.2$. Вклад излучения этой звезды в излучение всей системы не превышает нескольких десятых процента на $\lambda \geq 0.55$ мкм и его можно не учитывать при обработке фотометрических наблюдений.

2. *Наблюдения.* ИК-фотометрия UV Aug и RWLMi проводилась на 1.25-м телескопе Крымской станции ГАИШ в 1983—86 гг. (UV Aug) и в апреле и июне 1986 г. (RWLMi) при помощи фотометров с PbS-фотосопротивлением и Ge+Ga-болометром (до 1985 г.) и InSb — приемником (1985—86 гг.).

Фотометрическими стандартами служили звезды BS 1791 (для UV Aug) и BS 4069 (для RWLMi). *JKL*-величины стандарта BS 1791 брались из каталога Джонсона и др. [11], *HM*-величины определялись на основании показателей цвета для соответствующего спектрального класса, приведенных в работе Курнифа [12]. *JHKLM*-величины стандарта BS 4069 оценивались по наблюдениям α Lyr. Звездные величины стандартов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Фильтр	BS 1791	BS 4069
<i>J</i>	1.96	0.12
<i>H</i>	1.98	-0.65
<i>K</i>	2.00	-0.90
<i>L</i>	1.98	-0.99
<i>M</i>	2.11	-0.69

Угловой диаметр выходной диафрагмы при фотометрии составлял $12''$, пространственное разделение пучков при модуляции $30''$ в направлении восток-запад. Так как объект RWLMi не виден в оптический подсмотр. телескопа, его фотометрия проводилась по максимуму сигнала в каждом ИК-фильтре. Использовалась поисковая карта окрестностей RWLMi, предоставленная автору А. Алкснисом.

Кроме ИК-фотометрии, в 1983—84 гг. для объекта UV Aug на том же телескопе проводилась и UBVR-фотометрия.

В табл. 2 и 3 приведены результаты нашей фотометрии UV Aug и RWLMi. Стандартные отклонения одного измерения в фильтрах M и N не превышали 0^m05 , в остальных — 0^m03 .

Таблица 2

JD	Φ	U	B	V	R
2445368	0.00	11.36	10.16	7.70	6.00
418	0.13	11.05	10.69	8.31	6.37
780	0.05	11.08	10.36	7.88	6.17
789	0.07	10.98	10.37	8.13	6.17
6409	0.64	11.00	10.99	9.89	7.49

JD	Φ	J	H	K	L	M	N
2445368	0.00	3.48	2.63	1.81			
418	0.13	3.40	2.59	1.72			
780	0.05	3.46	2.72	1.89			
789	0.07	3.54	2.69	1.91			
951	0.49	4.27	3.21	2.25			
952	0.49				1.73	1.12	0.22
954	0.49				1.55	1.22	0.15
6162	0.02	3.35	2.54	1.87	1.21	1.31	
360	0.53	4.12	2.98	2.06	1.42	1.63	
407	0.64	4.47	3.27	2.39	1.84	1.91	
450	0.75	4.35	3.12	2.34	1.62	1.53	
691	0.37	4.09	2.83	1.99	1.30	1.33	
715	0.43	4.22	3.02	2.09	1.36	1.37	
774	0.58	4.59	3.43	2.40	1.87	1.59	

В сводке наблюдений RWLMi (табл. 3) приведены фазы ее переменности (Φ), рассчитанные с элементами (Алкнис, частное сообщение): JD MAX = 2441880 + 604 · E.

3. Обсуждение результатов наблюдений. UV Aug. Как следует из табл. 2, в ИК-диапазоне наблюдается значительная шероховатость UV Aug. Например, в фильтре J изменения блеска за наблюдаемый период достигали 1^m2 . Характерное время изменений ИК-блеска, которое можно отметить на основании нашего ряда наблюдений, составляет $\sim 400^d$ и это зна-

чение согласуется с периодом изменений оптического блеска звезды. В табл. 2 приведены значения фаз переменности Φ , а на рис. 1 представлены фазовые зависимости величин J , $(J-H)$, $(J-K)$, $(K-L)$ и $(K-M)$. Фазы переменности UV Aig рассчитывались с элементами (13): $JD_{\max} = 2444186 + 393.4 \cdot E$. На рис. 1 точки, соединенные сплошными линиями, относятся к значениям, полученным в пределах одного периода.

Таблица 3

JD	Φ	J	H	K	L	M
2446548	0.73	6.64	4.60	2.34	-0.61	-1.65
549	"	6.79	4.73	2.44	-0.88	-1.80
550	"	6.82	4.67	2.38	-0.92	-1.80
551	"	6.64	4.56	2.18	-0.87	-1.85
552	"	—	4.67	2.43	-0.76	-1.87
600	0.81	6.40	4.40	2.08	-1.09	-1.85
601	"	6.08	3.74	1.64	-1.43	-2.04
602	"	6.43	4.04	1.90	-1.29	-1.71

Проанализируем излучение UV Aig вблизи максимума блеска. На рис. 2 (кривая 1) точками показано наблюдаемое распределение энергии в спектре UV Aig в максимуме блеска и его аппроксимация излучением абсолютно черного тела (АЧТ) с температурой $T(\text{АЧТ}) = 2700 \text{ К}$. Поток в фильтре I определялся на основании I -величины UV Aig в максимуме блеска, взятой из работы Худяковой [13]. Межзвездное поглощение учитывалось с $E(B-V) = 0^m2$ [14]. Из приведенного рисунка видно, что в максимуме блеска UV Aig распределение энергии в диапазоне 0.5—5 мкм с точностью не хуже 10% по потоку можно представить излучением АЧТ с $T(\text{АЧТ}) = 2700 \text{ К}$. Для значений $T(\text{АЧТ}) \approx 2000\text{—}3000 \text{ К}$ в диапазоне 0.5—5 мкм сосредоточено более 90% (в данном случае $\sim 95\%$) полного излучения источника и поэтому можно считать, что значение полученной чернотельной температуры близко к значению эффективной температуры фотосферы звезды в максимуме блеска.

Интегральный поток от UV Aig в максимуме блеска, посчитанный по наблюдаемым звездным величинам при $E(B-V) = 0^m2$, составляет $F_{\Sigma}(0) = 1.05 \cdot \sum F_{\lambda}(0) \cdot \Delta\lambda \approx 3 \cdot 10^7 \text{ эрг/с см}^2$.

Угловой радиус звезды

$$\theta_{(0)} = \left(\frac{F_{\Sigma}(0)}{2 T_{\text{эфф}}^4} \right)^{0.5} \approx 9.98 \cdot 10^{-9} \text{ радиан} \approx 2.05 \cdot 10^{-9}''.$$

При расстоянии до UV Aur $r = 1.35$ клк [14], радиус звезды в максимуме блеска $R(0) \approx 4.2 \cdot 10^{13}$ см $\approx 600 R_{\odot}$.

Светимость $L(0) = 4\pi r^2 F_{\nu}(0) \approx 6.5 \cdot 10^{37}$ эрг/с $\approx 1.7 \cdot 10^4 L_{\odot}$ и абсолютная болометрическая звездная величина $M_{\text{бол}} \approx -5^{\text{m}}84$.

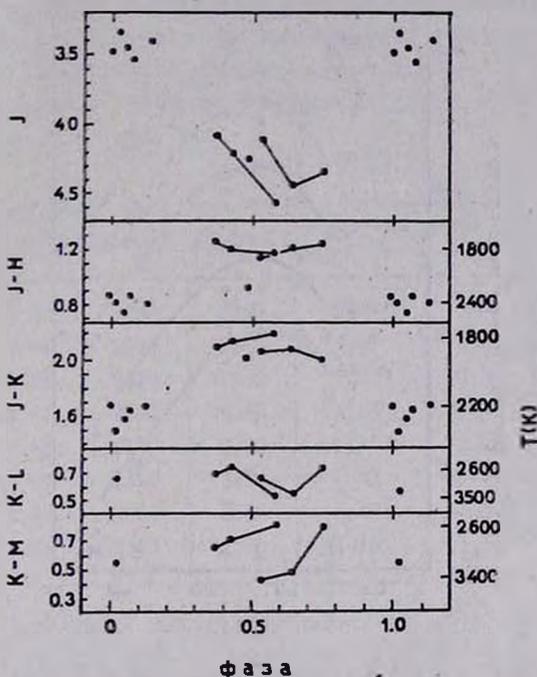


Рис. 1. Фазовые зависимости J -блеска и ИК-показателей цвета UV Aur.

Таким образом, по параметрам $T_{\text{эфф}}$ и $M_{\text{бол}}$ углеродная звезда UV Aur в максимуме блеска близка к переменным типа М ([15], стр. 188).

Перейдем к анализу параметров UV Aur при изменениях ее блеска. Качественно фотометрическое поведение UV Aur в диапазоне 1.25—5 мкм можно описать следующим образом:

1. Амплитуда изменений блеска в среднем уменьшается с ростом длины волны.

2. Показатели цвета ($J-H$), ($H-K$) и ($J-K$) соответствуют более низким значениям цветовых температур, чем показатели цвета ($K-L$) и ($L-M$). На рис. 1 справа на оси ординат нанесены значения цветовых температур, определенные по наблюдаемым значениям показателей цвета (указаны на оси ординат слева). При уменьшении ИК-блеска звезда становится краснее по всем ИК-показателям цвета.

3. Из рис. 1 и табл. 2 видно, что падение JHK -блеска при фазах переменности $\Phi = 0.37-0.58$ происходит без заметных изменений показателей цвета ($J-H$) и ($J-K$) и это указывает на возможные изменения радиуса самой звезды.

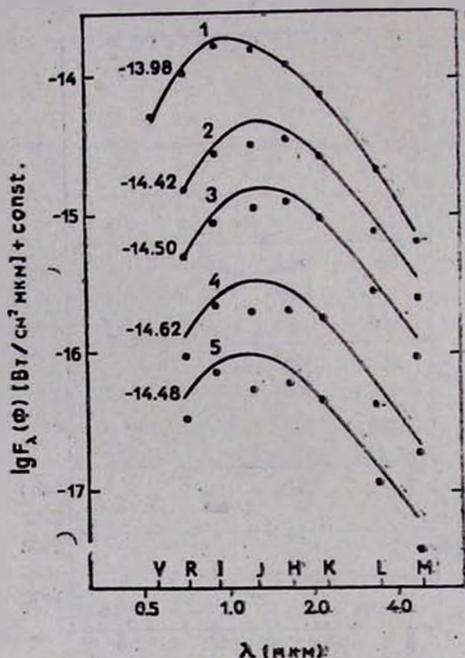


Рис. 2. Распределение энергии в спектре UV Aur при разных фазах переменности. Точки — наблюдаемые значения. Сплошные линии — распределения энергии в спектре абсолютно черного тела с температурой, полученной по показателю цвета $[(R+I) - (J+K)]$. Цифры слева — величины $\lg F_R (\Phi)$ [Вт/см²мкм]. Кривые 1—5 соответствуют значениям фаз переменности, последовательно 0.0, 0.37, 0.43, 0.58, 0.64.

4. Наблюдения UV Aur на $\lambda > 5$ мкм (табл. 2 и (16)) показывают, что в излучении звезды на $\lambda > 5$ мкм присутствует избыточное излучение, которое принадлежит околозвездной пылевой оболочке.

Таким образом, качественный анализ ИК-наблюдений UV Aur показывает, что изменения ИК-блеска звезды могут быть связаны как с переменностью самой звезды, так и с существованием пылевой оболочки вокруг нее.

Рассмотрим два предельных случая:

1. Наблюдаемая ИК-переменность блеска UV Aur является следствием переменности самой звезды (модель с переменной звездой).

2. Углеродная звезда UV Aulг постоянна, но меняется оптическая толщина пылевой оболочки, что приводит к изменениям наблюдаемого блеска звезды (модель с пылевой оболочкой).

Модель с переменной звездой. Согласно Скейло [17], для углеродных звезд хорошим приближением при оценках эффективных температур являются цветовые температуры, определенные по показателям цвета $[(I+R) - (J+K)]$ и $(I-L)$. В работе Худяковой [13] приведены R и I кривые блеска UV Aulг. Воспользуемся результатами этой работы вместе с данными табл. 2 для оценок эффективной температуры UV Aulг при разных фазах переменности ее блеска.

Таблица 4

Φ	$[(I+R) - (J+K)]$	$(I-L)$	$T_c(\Phi) K$	$T'_c(\Phi) K$	$F_{\Sigma}(\Phi) \cdot 10^7$ эрг/с см ²	$\theta(\Phi) \cdot 10^3$ сек дуги	$L(\Phi) \cdot 10^{-37}$ эрг/с	$M_{\text{бол}}$
0.00	4.74	3.00	2700	2650	3.00	2.04	6.5	$-5^m 84$
0.37	6.00	3.94	2300	2250	2.00	2.41	4.3	-5.40
0.43	6.20	4.13	2250	2200	1.78	2.37	3.8	-5.27
0.49	6.20	3.82	2250	2250	1.58	2.20	3.4	-5.27
0.53	6.68	4.12	2150	2200	1.74	2.35	3.8	-5.14
0.58	5.52	3.62	2350	2400	1.32	1.79	2.9	-4.95
0.64	5.35	3.40	2500	2500	1.45	1.67	3.1	-5.05
0.75	4.97	3.36	2650	2500	1.66	1.65	3.6	-5.20

В табл. 4 приведены значения показателей цвета $[(I+R) - (J+K)]$ и $(I-L)$ для разных фаз переменности и соответствующие им цветовые температуры $T_c(\Phi)$ и $T'_c(\Phi)$. Из сравнения значений этих температур следует, что различия не превышают 100 K для одной и той же фазы переменности блеска звезды. На рис. 2 (кривые 1—5) показаны распределения энергии в спектре UV Aulг в диапазоне 0.7—5 мкм для некоторых фаз переменности. Сплошными линиями проведены распределения энергии в спектре АЧТ с соответствующей температурой $T_c(\Phi)$. Из рис. 2 видно, что при совмещении наблюдаемого и чернотельного распределений энергии на $\lambda = 2.2$ мкм (фильтр K), как это сделано на рис. 2, почти на всех остальных длинах волн наблюдаются более или менее заметные депрессии, которые для углеродных звезд можно объяснить присутствием в этом диапазоне молекулярных (CO , CN , C_2 и др.) полос поглощения. Обращает на себя внимание одна особенность в распределении энергии на нисходящей и восходящей ветвях фазовой кривой блеска. Как видно из рис. 2, на восходящей ветви ($\Phi = 0.58$ и 0.64) значительно увеличиваются депрессии на $\lambda > 0.9$ мкм и особенно этот эффект заметен на $\lambda = 1.25$ мкм, где расположена (00) полоса Филлипса. Кроме того, цветовые температуры на вос-

ходящей ветви фазовой кривой несколько выше, чем на нисходящей (см. табл. 4).

В рамках модели переменной звезды оценим некоторые параметры UV Aur на разных фазах ее переменности. В табл. 4 приведены интегральные потоки $F_n(\Phi)$, вычисленные по $RIJKLM$ -величинам (RI -величины брались из работы [13], остальные — из табл. 2) UV Aur с учетом вклада диапазона 0.7—5 мкм в полное излучение при T (АЧТ) = 2200—2700 К. В остальных столбцах табл. 4 содержатся значения угловых радиусов — $\theta(\Phi)$, светимостей — $L(\Phi)$ и абсолютных болометрических звездных величин — $M_{\text{бол}}(\Phi)$.

Из табл. 4 следует, что в модели переменной звезды наблюдаемые изменения блеска UV Aur в диапазоне 0.7—5 мкм можно объяснить изменениями эффективной температуры звезды в пределах 2200—2700 К, светимости почти в два раза и радиуса на $\pm 20\%$. Детальный анализ фазовых зависимостей указанных величин требует более длительных и систематических наблюдений в широком спектральном диапазоне.

Следует отметить, что фазовые изменения величин $T_e(\Phi)$ и $M_{\text{бол}}(\Phi)$ перемещают звезду на диаграмме температура — абсолютная звездная болометрическая величина (см. [15], стр. 188) вдоль линии переменных звезд типа М.

Модель с пылевой оболочкой. Если наблюдаемые изменения блеска UV Aur связать только с пылевой оболочкой, которая периодически появляется/образуется вокруг звезды, то наблюдаемый поток от звезды в спектральном диапазоне, где еще не проявляется излучение самой оболочки будет: $F_\lambda(\Phi) = F_\lambda(0) \cdot \exp(-\tau_\lambda(\Phi))$, $F_\lambda(0)$ — поток от звезды в отсутствие пылевой оболочки (в данном случае предполагается, что $F_\lambda(0)$ это наблюдаемые потоки в максимуме блеска UV Aur), $\tau_\lambda(\Phi)$ — оптическая толщина оболочки. Переходя к звездным величинам, имеем: $\Delta m_\lambda(\Phi) = m_\lambda(\Phi) - m_\lambda(0) = 1.086 \cdot \tau_\lambda(\Phi)$. Оптическая толщина пылевой оболочки, состоящей из частиц радиусом a , определяется выражением $\tau_\lambda(\Phi) = Q_\lambda \cdot \pi a^2 \cdot N_g(\Phi)$, где Q_λ — фактор эффективности поглощения пылевых частиц, $N_g(\Phi)$ — число поглощающих пылевых частиц в столбе сечением 1 см². При $a \ll \lambda$ величину Q_λ можно аппроксимировать выражением $Q_\lambda \propto \lambda^{-2}$, где значение параметра a зависит от сорта пылевых частиц; при $a \gg \lambda$ $Q_\lambda = \text{const}$.

Итак, в модели постоянной звезды с пылевой оболочкой изменения блеска звезды можно представить в виде: $\lg \Delta m_\lambda(\Phi) = -a \lg \lambda + C(\Phi)$, если $Q_\lambda \propto \lambda^{-a}$ и $\lg \Delta m_\lambda(\Phi) = C_1(\Phi)$, если $Q_\lambda = \text{const}$. Следовательно, из спектральных зависимостей величин $\Delta m_\lambda(\Phi)$ можно попытаться определить сорт пылевых частиц в оболочке.

На рис. 3 показана зависимость величин $\Delta m_\lambda(\Phi)$ от длины волны. Точки относятся к средним значениям $\Delta m_\lambda(\Phi)$ для $\Phi = 0.37-0.53$, кружки — для $\Phi = 0.58-0.75$. Из рис. 3 видно, что в диапазоне 1—2.2 мкм зависимость $\lg \Delta m_\lambda(\Phi)$ от $\lg \lambda$ близка к линейной и параметр $\alpha \simeq 2$. Такое значение параметра α типично для пылевых частиц типа графитовых.

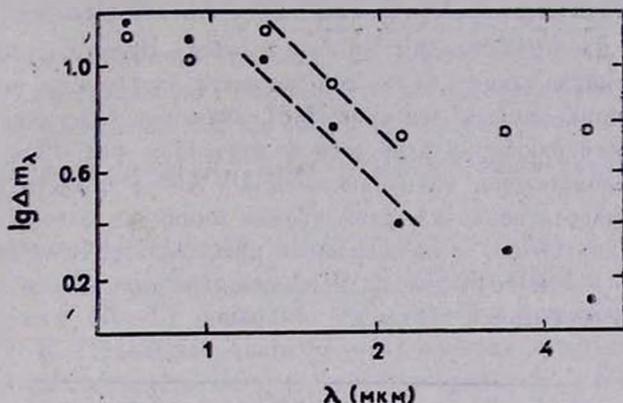


Рис. 3. Спектральные зависимости величин $\lg \Delta m_\lambda(\Phi)$ для UV Aur. Точки — нисходящая ветвь фазовой кривой. Кружки — восходящая ветвь фазовой кривой.

Для восходящей ветви фазовой кривой блеска в диапазоне $\lambda > 0.9$ мкм фактор эффективности поглощения скачкообразно увеличивается (рис. 3) и это отражает факт появления в спектре UV Aur в этом диапазоне молекулярных полос поглощения. Следует заметить, что оценка параметра α носит приблизительный характер, так как молекулярные полосы поглощения, которые попадают в кривые реакций RIIHKLM-фильтров, могут существенно исказить зависимость $\Delta m_\lambda(\Phi)$ от длины волны.

На рис. 4 показаны фазовые зависимости оптической толщины пылевой оболочки на $\lambda = 2.2$ мкм (точки) и „средней“ оптической толщины $\tau_n(\Phi) = -\ln [F_n(\Phi)/F_n(0)]$ (кружки). Как видно из рис. 4, зависимости $\tau_{2.2}(\Phi)$ и $\tau_n(\Phi)$ асимметричны, и максимум поглощения в пылевой оболочке приходится на $\Phi \sim 0.6$, где поглощается почти 50% полного излучения звезды.

Если оптическая толщина пылевой оболочки меньше, чем в рассмотренной модели, то отсюда неизбежно следует, что сама звезда UV Aur переменная. Расчеты показывают, что, например, если оптическая толщина пылевой оболочки $\tau_\lambda(\Phi) = 0.5 \cdot \tau_\lambda(0)$ и $Q_\lambda \propto \lambda^{-2}$, то в минимуме блеска эффективная (цветовая) температура звезды будет $\sim 2400-2500$ К,
^a $R(\text{мин}) \simeq 1.04 \cdot R(0)$.

Представление о реальных значениях τ_n можно получить на основании наблюдений UV Aur в диапазоне $\lambda > 5$ мкм, где проявляется излучение пылевой оболочки. Из данных уже упомянутой работы Вульфа [16] следует, что чернотельная температура пылевых частиц в оболочке $T_p \sim 400$ К и полный поток от нее не превышает $2 \cdot 10^{-8}$ эрг/с см²: Если эта пылевая оболочка нагревается излучением углеродной звезды UV Aur, то ее «средняя» оптическая толщина для излучения звезды будет $\tau_n \sim 0.06$, а $\tau_{2.2} \leq 0.06$. Дата наблюдений UV Aur в работе Вульфа не указана, поэтому неизвестно, в какой фазе переменности звезды они проводились. Исходя из приведенного автором [16] значения K -величины UV Aur ($K = 2^m 2$), эти наблюдения относятся к значениям фаз $0.5 < \Phi < 0.75$ (табл. 4). Следовательно, из наблюдений UV Aur в области $\lambda > 5$ мкм следует, что пылевая оболочка, даже вблизи минимума блеска звезды, остается оптически тонкой, и наблюдаемые изменения ИК-блеска звезды в диапазоне 0.7—5 мкм обусловлены в основном переменностью самой звезды (см. модель переменной звезды).

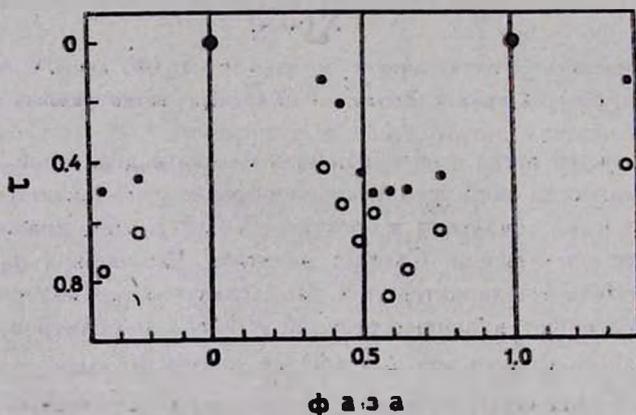


Рис. 4. Фазовые зависимости $\tau_{2.2}(\Phi)$ и $\tau_n(\Phi)$ для UV Aur. Точки — значения $\tau_{2.2}(\Phi)$. Кружки — значения $\tau_n(\Phi)$.

Однако окончательный вывод о природе переменности блеска UV Aur делать пока преждевременно, так как оценка оптической толщины пылевой оболочки получена по единственному наблюдению звезды в диапазоне $\lambda > 5$ мкм. Следует также отметить, что N -величина UV Aur, полученная интерполяцией между потоками на $\lambda\lambda$ 8.6 и 11.3 мкм [16], составляет примерно $-0^m 3$, по нашим наблюдениям $N \approx 0^m 2$ (табл. 4), т. е. не исключено, что пылевая оболочка вокруг UV Aur не является стационарной и ее параметры могут существенно меняться, что, в свою очередь, может отра-

жаться на излучении звезды в области $\lambda < 5$ мкм. Поэтому для решения вопроса о природе переменности UV Aur наиболее перспективными являются наблюдения звезды одновременно в ближнем ИК-диапазоне и на $\lambda > 5$ мкм.

RWLMi. Основные фотометрические особенности поведения *RWLMi* в ближней ИК-области спектра, которые можно отметить при анализе данных табл. 3, заключаются в следующем:

1. Вместо ожидаемого падения ИК-блеска *RWLMi* в июне 1986 г. ($\Phi \sim 0.81$), по сравнению с блеском объекта в апреле 1986 г. ($\Phi \sim 0.73$), наблюдалось увеличение блеска во всех фильтрах, кроме *M*, примерно на $0^m.4-0^m.6$. В фильтре *M* (4.7 мкм) средний блеск увеличился не более, чем на $0^m.1$.

2. Значения показателей цвета ($J-K$), ($H-K$) и ($J-H$) соответствуют значениям цветовых температур $\sim 1000-1200$ К, а значения показателя цвета ($K-L$) приводят к значениям цветовых температур $\sim 650-750$ К. Показатель цвета ($L-M$) менялся в пределах $1^m.1-0^m.4$, и эти значения соответствуют цветовым температурам от 800 К до 1500 К. Для цветовых температур 650—750 К значения показателя цвета ($L-M$) должны быть в пределах $1^m.6-1^m.3$, и наблюдаемая депрессия в *M*-блеске, вероятно, связана с селективным поглощением пылевых частиц вблизи 4.6 мкм. Средняя оптическая толщина пылевой оболочки в полосе *M* (относительно чернотельного излучения с $T \sim 650$ К) составляет $\tau(M) \sim 0.5-1.0$.

3. Угловые диаметры чернотельных источников с температурами 1200 К и 650 К, определенные по средним наблюдаемым потокам в фильтрах *J* и *L*, составляют $\sim 0.''013$ и $\sim 0.''21$.

Автор выражает благодарность В. И. Шенаврину за помощь при наблюдениях и А. К. Алкснису за обсуждение программы наблюдений объекта *RWLMi*.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

INFRARED PHOTOMETRY OF TWO CARBON STARS

O. G. TARANOVA

The JHKLM observations of the carbon stars UV Aur and RW LMi are analysed. From the integrated flux in 0.5—5 μm range, the effective temperature in the maximum brightness is found to be 2700 K, the lu-

minosity $6.5 \cdot 10^{27}$ erg/s and the radius $\sim 600 R_{\odot}$ (at the star's distance 1.35 kpc). The observed IR brightness variations of UV Aur are analysed in the framework of the models of a variable star and of a constant star with a dust shell. The asymmetry of the phase dependence of the energy distribution is noted in the spectrum of UV Aur in the range $0.7-5 \mu\text{m}$. The measurements of the RW LMi in the range of $1.25-5 \mu\text{m}$ correspond to the sum of radiation of two black body sources with $T \approx 1200$ K and 650 K, the angular dimensions of these sources are $0''013$ and $0''21$ respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Sandford, Publ. Astron. Soc. Pacif., 61, 261, 1949.
2. R. F. Sandford, Astrophys. J., 111, 270, 1950.
3. M. Cohen, Astrophys. J., 238, L81, 1980.
4. A. A. Bogarchyk, Non-periodic Phenomena in Variable Stars, Budapest, 1969, p. 395.
5. W. Z. Winiwski, R. F. Wing, H. Spinrad, H. L. Johnson, Astrophys. J., 148, L29, 1967.
6. A. Kruszewski, G. V. Coyne, Astron. J., 81, 641, 1976.
7. M. T. Sandford II, Ch. E. Gow, Publ. Astron. Soc. Pacif., 89, 33, 1977.
8. H. M. Dyck, F. F. Forbes, S. J. Shawl, Astron. J., 76, 901, 1971.
9. А. К. Алкснис, Г. В. Ховос, Письма в Астроф. ж., 1, 144, 1975.
10. G. Neugebauer, R. B. Leighton, Two-Micron Sky Survey: A. Preliminary Catalogue (NASA SP-3047), 1969.
11. H. L. Johnson, R. I. Mitchel, B. Irtarte, W. Z. Winiwski, Comm. Lunar and Planet. Lab., 4, 99, 1966.
12. J. Koornneef, Astron. and Astrophys., 128, 84, 1983.
13. Т. Н. Худякова, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, Рига: Зинатне, вып. 56, 139, 1984.
14. D. Reimers, D. Groot, Astron. and Astrophys., 123, 257, 1983.
15. Э. Алксне, А. Алкснис, У. Дзервитис, в кн. «Характеристики углеродных звезд Галактики», Рига, Зинатне, 1983, стр. 188.
16. N. J. Woolf, Astrophys. J., 285, 229, 1973.
17. J. M. Scalzo, Astrophys. J., 208, 474, 1976.

УДК: 524.3—7

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА
ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Э. Я. ВИЛЬКОВИНСКИЙ

Поступила 24 февраля 1986

Принята к печати 20 марта 1987

На основе анализа уравнений истечения вещества под действием давления излучения в линиях, с учетом «кинетического» механизма нагревания плазмы рассмотрены основные свойства течений звездных ветров O—B-звезд.

1. *Введение.* Наблюдения последнего десятилетия в далеком ультрафиолете, инфракрасной области спектра и в радиодиапазоне свидетельствуют о большой потере массы горячими звездами с $T_{\text{эфф}} \sim 10^4$ — 10^5 К. Основной причиной истечения вещества этих звезд является лучистое давление в резонансных линиях ионов наиболее распространенных тяжелых элементов (C, N, O, Si и др.), на что впервые указал С. Б. Пикельнер в 1947 г. [1]. Основы теории истечения с учетом этого эффекта были сформулированы в работе Люси и Соломона [2].

В дальнейшем развитие наблюдений стимулировало большое число работ по теории истечения вещества звезд ранних спектральных классов [3—6]. Однако до сих пор отсутствует физическая теория, с достаточной полнотой объясняющая основные данные наблюдений; для их интерпретации предложен ряд конкурирующих моделей — теплого ветра [7], горячей короны в основании холодного ветра [8] и др.

В настоящей работе делается попытка объяснить основные свойства звездных ветров O—B-звезд с единой точки зрения, на основании действия главного фактора — лучистого давления в резонансных линиях, без привлечения добавочных предположений об ударных волнах, корональных магнитных петлях, различии структурных элементов поверхности и т. п. Покажем, что этой основы достаточно по крайней мере для качественной интерпретации таких фактов наблюдений, как появление «сверхионизованных» ионов типа OVI, NV и образование узких линий поглощения на широких крыльях поглощения в профилях линий типа P Cyg.

2. *Взаимодействие излучения звезды с веществом звездного ветра.* Поток излучения звезды взаимодействует с веществом оболочки посредством комптон-эффекта, фотоионизации и резонансного рассеяния в линиях. В общем случае при всех этих процессах происходит изменение импульса и внутренней энергии вещества, однако для О—В-звезд обычно достаточно учитывать при комптоновском рассеянии только передачу импульса, а при ионизации — только нагревание плазмы (давление излучения при ионизации меньше давления вследствие рассеяния на электронах в основной области течения). Передачу импульса при комптоновском рассеянии удобно учитывать, вводя «эффективное ускорение притяжения».

$$g = g_G (1 - \Gamma),$$

где $g_G = \frac{GM_*}{r^2}$ — ускорение силы тяжести, $\Gamma = L/L_{\text{Эд}}$ — отношение светимости звезды к ее «эддингтоновской» светимости $L_{\text{Эд}} \approx 1.3 \cdot 10^{38} M/M_{\odot}$ эрг/с. Величина Γ редко превышает 10% для О-В-звезд. Как показано в работе [4], фотоионизационный нагрев способен обеспечить почти изотермическое течение ветра горячих звезд с электронной температурой $T_e \sim 0.9 T_{\text{эф}}$. Для объяснения наблюдаемых количеств ионов в высокой стадии ионизации (типа О VI, NV) требуется предположение о добавочном нагревании плазмы до температуры $T_e \gg T_{\text{эф}}$.

Рассмотрим теперь более подробно основной процесс взаимодействия излучения звезды с плазмой звездного ветра О—В-звезд — резонансное рассеяние излучения в линиях ионов, при котором могут быть существенны как передача импульса, так и нагревание вещества. Коэффициент поглощения (на грамм вещества) при резонансном рассеянии на частоте ν_j (соответствующая длина волны $\lambda_j = c/\nu_j$) есть

$$K_j = \frac{\pi e^2}{m_e c} g_j f_j N_j / \rho,$$

где g_j и f_j — фактор Гаунта и сила осциллятора, $N_j = N_{H^+} n_i n_j$ — плотность ионов атома A в нижнем состоянии перехода λ_j , ρ — плотность плазмы, n_i — доля ионов в нижнем состоянии λ_j ; более точное выражение для K_j должно учитывать кроме поглощения также вынужденное излучение, здесь мы его для простоты приводить не будем. Важной особенностью лучистого давления при резонансном рассеянии в линиях является его зависимость от градиента скорости течения плазмы dv/dr , поскольку от этой величины зависит перенос излучения в резонансных линиях. В приближении В. В. Соболева [9], оптическая толща в линии

$$\tau_j = K_j / \Delta \nu_j \cdot \rho v_{Tl} / (dv/dr), \quad (1)$$

где $v_{Ti} = \sqrt{kT/m_i}$ — тепловая скорость иона, $\Delta\nu_j = \nu_j \frac{v_{Ti}}{c} = v_{Ti}/\lambda_j$ — доплеровская ширина линии ν_j , отсюда $\tau_j = K_j \lambda_j \rho / (dv/dr)$.

Доля потока излучения, поглощаемого граммом вещества при произвольной величине τ_j , выражается в теории Соболева приближенной формулой

$$\Delta F(\nu_j) \simeq K_j B_j(r) \cdot (1 - e^{-\tau_j})/\tau_j, \quad (2)$$

где $B_j(r)$ — поток излучения фотосферы в точке r на частоте ν_j . Отсюда для лучистого ускорения вследствие рассеяния излучения в линии λ_j имеем

$$G_j = \Delta F/c \simeq K_j B_j/c \cdot (1 - e^{-\tau_j})/\tau_j. \quad (3)$$

Заметим, что выражение (3) не учитывает конечных размеров диска звезды (приближение радиальности потока излучения), многократного рассеяния и перекрытия различных линий. Соответствующие поправки сильно усложняют анализ проблемы. Поскольку эти поправки не слишком велики и не могут изменить сущности явления, мы их рассматривать здесь не будем.

Полное ускорение вследствие резонансного рассеяния есть сумма ускорений в отдельных линиях, $G_R = \sum_{j=1}^N G_j$. Среди большого числа резонансно рассеивающих линий плазмы часть из них, N_0 , оптически тонки ($\tau_j \ll 1$), а другие $N_\tau = N - N_0$ — оптически толсты. Соотношение N_0/N_τ зависит от ряда параметров, в частности — от градиента скорости течения dv/dr . Используя приближенные выражения для лучистого ускорения при больших и малых τ_j , можно представить полное ускорение в виде суммы $G_R = G_0 + G_\tau$, где

$$G_0 = 1/c \sum_{j=1}^{N_0} B_j K_j \text{ для } \tau_j \ll 1,$$

$$G_\tau = (dv/dr)/c \rho \cdot \sum_{j=1}^{N_\tau} B_j/\lambda_j \equiv A dv/dr \text{ для } \tau_j \gg 1.$$

Выражение

$$G_R = G_0 + A dv/dr \quad (4)$$

имеет приближенный характер; легко учесть соответствующую поправку для линий с $\tau_j \sim 1$.

Рассмотрим изменение внутренней (тепловой) энергии плазмы при рассеянии излучения в резонансных линиях. Импульс поля излучения непосредственно передается главным образом ионам тяжелых элементов, составляющих малую добавку в водородно-гелиевой плазме ветров О—В-звезд. Эти ионы затем передают импульс плазме в целом вследствие столкновений, действие которых может быть описано в форме силы трения со стороны положительных ионов и электронов плазмы, тормозящих движение иона. Повтому существует некоторый «ток» резонансно рассеивающих ионов относительно плазмы и связанная с ним диссипация энергии (нагревание плазмы). Мощность этого нагрева Q_1 невелика, пока скорость ионов мала по сравнению с тепловой скоростью протонов плазмы v_{Tp} , но резко растет ($Q_2 \gg Q_1$), если скорость ионов превосходит v_{Tp} и становится близкой к тепловой скорости электронов. Как показано в работе [10], во внешней части ветров О—В-звезд обычно реализуется последний случай, что может привести к нагреву ветра до $T_e \approx (2 \div 3) \cdot 10^5$ К.

Соответствующая объемная мощность нагрева

$$Q_2 \approx \sum_i v_{2i} \cdot N_{2i} \cdot f_{Ri} \quad (5)$$

где N_{2i} — плотность ионов данного типа в состоянии с высокой скоростью v_{2i} , f_{Ri} — сила давления излучения на данный ион.

Заметим, что такое нагревание плазмы полем излучения не противоречит законам термодинамики вследствие «двуступенчатого» механизма передачи энергии: вначале образуется направленный поток ионов со скоростью v_{2i} , а затем энергия его направленного движения диссипирует в тепловую энергию плазмы.

Вследствие малости примеси тяжелых элементов, образование быстрых ионов воздействует на динамику потока не прямо, а косвенно — через изменение температуры течения.

3. Уравнения течения. Рассмотрим систему уравнений течения стационарного, сферически-симметричного звездного ветра с учетом определенных выше процессов взаимодействия излучения и вещества. В общей форме уравнения неразрывности, динамики и энергетики течения запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} 4\pi\rho v r^2 &= \dot{M}, \\ v \frac{dv}{dr} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - g + G_R, \\ \operatorname{div} F_B &= Q, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $\rho(r)$ и $v(r)$ — плотность и скорость плазмы; $P = NkT$ — газовое

давление ($N = \sum_A N_A$ — полное число всех сортов частиц плазмы в единичном объеме); g — эффективное ускорение притяжения, G_R — ускорение лучистого давления в линиях, F_B — полный поток энергии вещества ветра, Q — разность объемных мощностей источников нагревания и охлаждения плазмы. Система (6) содержит величины (G_R , Q и др.), зависящие от состояния ионизации плазмы, поэтому ее следует дополнить уравнениями ионизационного баланса и переноса ионизирующей радиации. Для простоты мы этих уравнений здесь выписывать не будем. Обычно ионизационный состав плазмы меняется слабо, и в первом приближении зависящие от него величины можно считать постоянными — кроме случая сильного нагрева ветра. Вводя обозначение $a^2 = kT \cdot \sum_A N_A / \sum_A m_A N_A = \frac{kT}{\mu} \approx \frac{2kT}{m_p}$ (μ — средняя масса частиц, m_p — масса протона) и объединяя уравнение Эйлера с уравнением неразрывности, запишем систему уравнений течения в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dr} &= \frac{v}{v^2 - a^2} \left(\frac{2a^2}{r} - \frac{da^2}{dr} - g + G_R \right) \\ \frac{da^2}{dr} &= -\frac{2}{3} a^2 \left(\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} + \frac{2}{r} \right) + \frac{2}{3\rho v} (\chi(T, p) + Q_2 + \text{div } F_\tau), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $\chi(T, p)$ — разность объемных мощностей нагрева ионизацией и охлаждения излучением, $F_\tau \approx 10^{-6} T_e^{5/2} \nabla T_e$ — поток электронной теплопроводности, Q_2 — мощность дополнительных источников нагрева.

Численное решение системы (7) совместно с уравнениями ионизации требует громоздких расчетов параметров плазмы на каждом шаге интегрирования, что ведет к большим затратам машинного времени. Поэтому ниже будет представлен качественный анализ свойств течения ветров О—В-звезд, отчасти основанный на нашем опыте численных решений упрощенных, «макетных» вариантов системы (7).

Предварительно сделаем некоторые замечания об отличии течения под действием силы давления излучения в линиях (зависящей от градиента скорости) от изученных ранее течений типа солнечного ветра. Для этого рассмотрим уравнение изотермического течения ($a^2 = \text{const}$).

$$\frac{dv}{dr} = \frac{v}{v^2 - a^2} \left[\frac{2a^2}{r} - g + G_R \left(\frac{dv}{dr} \right) \right]. \quad (8)$$

Для течений паркеровского типа $G_R \left(\frac{dv}{dr} \right) = 0$ уравнение содержит особую точку, при которой числитель и знаменатель правой части уравнения обращаются в нуль: $v^2 = a^2$, $\frac{2a^2}{r} = g$. Эту особую точку

(типа „седла“) принято называть звуковой точкой, хотя величина a и не равна строго скорости звука.

Наличие в правой части силы, зависящей от градиента скорости, меняет характер течения в звуковой точке. Действительно, при $v = a$ условие $G_R \left(\frac{dv}{dr} \right) = g - \frac{2a^2}{r}$ однозначно определяет значение dv/dr в этой точке. Особая же точка (в которой dv/dr не определена) смещается в область большей скорости. Наглядно это смещение видно в случае аппроксимации величины G_R линейным выражением (3)

$$G_R = G_0 + A \cdot dv/dr,$$

позволяющим разрешить уравнение (8) относительно dv/dr :

$$\frac{dv}{dr} = \frac{v}{v^2 - a^2 - Av} \cdot \left(\frac{2a^2}{r} - g + G_0 \right). \quad (9)$$

В звуковой точке $a = v$, $\frac{dv}{dr} = -(2a^2/r - g + G_0)/A$. Особая точка возникает при $v_k = A/2 + \sqrt{A^2/4 + a^2}$. Для физической интерпретации такого положения особой точки требуется, по-видимому, анализ нестационарных течений (уравнений в частных производных, содержащих время). Аббот [11] трактует v_k как скорость волн, возникающих под действием силы $G_R (dv/dr)$. На уровне обыкновенных дифференциальных уравнений мы лишь констатируем появление новой характерной величины скорости $v = v_k$. Напомним, что величины G_0 и A в выражении (4) неявно зависят от величины dv/dr , которая входит в τ_j и определяет соотношение чисел оптически тонких и оптически толстых линий.

4. Анализ общих свойств течений, ускоряемых резонансным рассеянием излучения в линиях. Запишем уравнение (9) в виде

$$\frac{dv}{dr} = \frac{2a^2/r + G_0 - g}{B - A}, \quad (10)$$

где $B = v(1 - a^2/v^2)$.

В общем случае величина $A = dG_R/d \left(\frac{dv}{dr} \right)$; $G_0 = G_R - A \cdot \frac{dv}{dr}$.

Величины A и G_0 являются непрерывными функциями оптических толщ в линиях $\tau_j = k_j \lambda_j \rho / (dv/dr)$; удобно определить не зависящую от параметров линий величину $\tau \propto \rho / (dv/dr)$, от которой зависят A и G_0 . Далее для простоты мы будем пользоваться приближенным выражением (4), в котором A и G_0 являются „ступенчатыми“ функциями τ ,

но при построении графиков будем их трактовать как непрерывные функции.

Рассмотрим свойства решений уравнения (10) в зависимости от величины темпа потери массы звезды M . На рис. 1 представлено поведение величин B и A , входящих в знаменатель правой части (10).

Величина $A = \frac{1}{c\rho} \sum_{j=1}^{N_2} B_j/\lambda_j \propto \frac{v}{M} \cdot \sum(\tau)$, зависит от скорости v и M явно

($\rho = M/4\pi r^2 v$) и неявно через $\sum B_j/\lambda_j \equiv \sum(\tau)$. Поэтому величины $A(v, \tau)$ при различных (фиксированных) значениях τ изобразятся пучком прямых, выходящих из начала координат (A, v) . При уменьшении τ , угол между прямой $A(v, \tau)$ и осью v уменьшается. Тангенсы углов наклона всех прямых $A(v, \tau)$ уменьшаются также с ростом M , поскольку $A \propto v \cdot \sum(\tau)/M$.

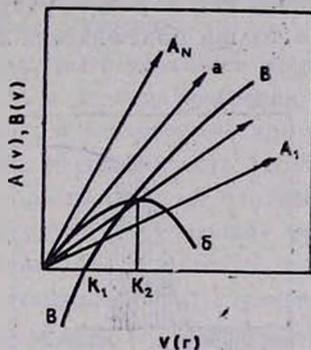


Рис. 1. Зависимость величин A и B от скорости (пояснения в тексте).

Из наблюдений известно, что звуковая и особая точки течений ветров O — V -звезд расположены вблизи фотосферы, при $r_k/R_* < 2$. Поскольку величина $2a^2/r_k$ в числителе правой части (10) мала по сравнению с g и G_0 , условие равенства числителя нулю в особой точке практически определяет величину τ_k в этой точке ($G_0(\tau_k) \simeq g$), а значит и единственную прямую $A(v, \tau_k)$, пересекающую линию $B(v)$ в особой точке. Поскольку наклон этой линии зависит от M , возможны три случая поведения решений уравнения (10):

1) При достаточно малых M , линия $A(v, \tau_k)$, определенная условием $G_0 \simeq g$, не пересекает B (линия a на рис. 1). Это означает, что нет решений (10) с особой точкой вблизи фотосферы. Существуют решения без особой точки (точнее, с особой точкой, удаленной на $r_k > 100 R_*$, где „срабатывает“ зависимость величин g, G_0, τ от r). Градиент скорости всюду мал, предельная скорость v_∞ мала

2) При увеличении потока массы \dot{M} , линия $A(v, \tau_k)$ (при $G_0 \simeq g$) пересекает линию B , через эту особую точку проходит трек б (рис. 1), изображающий решение уравнения (10). На оси v точками K_1 и K_2 отмечены соответственно звуковая и особая точки. Поскольку величина $\tau_k \propto \dot{M} \left(4\pi r_k^2 v \frac{dv}{dr} \right)$ фиксирована условием $G_0 \simeq g$, увеличение \dot{M} ведет к увеличению dv/dr в особой точке, которая приближается к звуковой, а та, в свою очередь, приближается к фотосфере. При умеренных значениях \dot{M} , решение (10) всегда существует и устойчиво при $v \leq v_k$, однако выше особой точки, при $v > v_k$ может возникнуть „градиентная“ неустойчивость течения, определяемая зависимостью $G_R(dv/dr)$. Если числитель (10) растет быстрее знаменателя (величины числителя и знаменателя показаны вертикальной штриховкой на рис. 2 а, б), dv/dr резко растет и G_R приближается к максимуму; оптические толщи большинства линий малы, предельная скорость v_∞ велика.

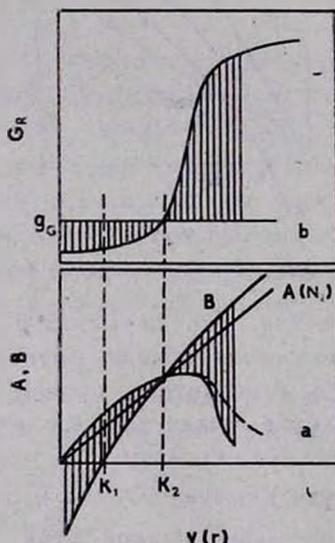


Рис. 2. а — штриховкой показана разность $A-B$; б — штриховкой показана разность ускорений притяжения и лучистого давления в линиях.

3) При чрезмерном увеличении потока массы, $\dot{M} \geq \dot{M}_k$, решения (10) в некоторой области выше v_k не существует: развивается градиентная неустойчивость с обратным знаком, dv/dr резко падает и становится отрицательным; происходит необратимое торможение и срыв течения. Физически этот предел объясняется ограничением передачи импульса и энергии поля излучения звезды истекающей атмосфере.

Проделанный выше анализ свидетельствует, по нашему мнению, о нестационарном характере механизма, определяющего средний темп потери массы звезды \dot{M} . При $\dot{M} < \dot{M}_k$, решения (10) квазистационарны, \dot{M} медленно растет (здесь пригодны рассуждения Паркера [12] об установлении критического течения в солнечном ветре). При $\dot{M} \simeq \dot{M}_k$ происходит срыв течения, поток массы резко падает, и затем события повторяются. Такое поведение течения подтверждается наблюдениями: на широких крыльях поглощения (типа *P Cyg*) сильных линий наблюдаются узкие и более глубокие нестационарные особенности; в некоторых случаях их поведение соответствует как бы последовательному сбросу более плотных «оболочек».

Обратимся теперь к полной системе уравнений (7), учитывающей изменение температуры истекающей плазмы. Пока мощность нагрева «кинетическим» механизмом Q_2 мала, ионизация потоком ультрафиолетового излучения звезды делает течение близким к изотермическому, и справедлив сделанный выше анализ свойств течения.

Слабое падение температуры с удалением от поверхности звезды дает небольшую добавку da^2/dr в первом уравнении (7), которая несколько тормозит течение при $v < v_k$ и ускоряет его при $v > v_k$. Это обстоятельство усиливает градиентную неустойчивость (рост dv/dr) выше критической точки. Возрастание скорости (падение плотности) и уменьшение оптических толщ линий способствует «включению» механизма нагрева вследствие ускорения ионов с сильными линиями и резкому росту мощности нагрева Q_2 . В результате величина da^2/dr становится большой и положительной, что (вместе с изменением G_R при изменении ионного состава плазмы вследствие нагревания) приводит к уменьшению градиента скорости течения dv/dr . Соответственные изменения величин A и B показаны на рис. 3. Качественно характер зависимости скорости течения v от расстояния r показан на рис. 4; точками K_3 , K_4 обозначены координаты начала и прекращения быстрого нагревания плазмы. Заметим, что торможение потока на участке K_3 — K_4 создает подобие «плато» на профиле скорости, что также ведет к появлению узкой линии поглощения на широком крыле поглощения профиля линии типа *P Cyg*. Торможение потока при нагревании вероятно сказывается и на добавочном ограничении величины темпа потери массы \dot{M} , а рост T_e — к появлению ионов типа $O\ VI$, $N\ V$.

5. *Заключение.* Выполненный выше анализ физических свойств течения ветров O — B -звезд имеет качественный характер и не исчерпывает всех свойств течений; наши выводы являются предварительными и требуют проверки более точными численными решениями соответствующих уравнений. Выводы о нестационарном процессе регулирования потока массы \dot{M} и о нагревании плазмы ускоренными ионами наиболее интересны для дальней-

ших исследований; они указывают на богатство возможностей, заключенных в нелинейном взаимодействии динамики потока с переносом излучения в движущихся атмосферах горячих звезд.

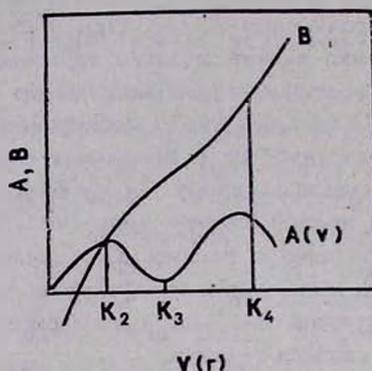


Рис. 3. Зависимость от скорости величин A и B с учетом кинетического нагрева верхней части потока.

Приближение В. В. Соболева достаточно точно описывает ситуацию выше «звуковой» точки, где и развиваются основные явления. Снижение точности ниже звуковой точки не повлияет на характер решения, слабо зависящего от резонансного рассеяния в этой зоне.

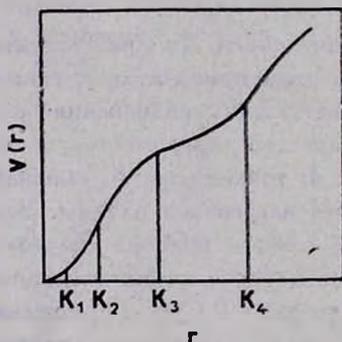


Рис. 4. Качественный ход зависимости скорости потока от расстояния до поверхности фотосферы.

В заключение заметим, что наш анализ неприменим к случаю звезд типа Вольфа—Райе, для которых большую роль играют неучтенные здесь процессы — например, давление ионизирующей радиации на ионы (атомы) гелия.

PHYSICAL PROPERTIES OF THE HOT STAR WIND

E. YA. VILKOVISKII

On the basis of analysis of the radiation-driven flow equations, taking into account the "kinetic" heat, the principal characteristics of the O—B star winds are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Ликельнер, *Астрон. ж.*, 24, 3, 1947.
2. L. B. Lucy, P. M. Solomon, *Astrophys. J.*, 159, 879, 1970.
3. T. P. Snow, D. C. Morton, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 32, 429, 1973.
4. G. H. Olson, J. I. Castor, *Astrophys. J.*, 244, 179, 1981.
5. T. P. Snow, *Astrophys. J.*, 251, 139, 1981.
6. J. I. Castor, D. C. Abbott, R. I. Klein, *Astrophys. J.*, 195, 157, 1975.
7. H. J. G. L. Lamers, J. B. Rogerson, *Astron. and Astrophys.*, 66, 417, 1978.
8. J. P. Cassinelli, G. L. Olson, R. Stallo, *Astrophys. J.*, 220, 573, 1978.
9. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, изд. ЛГУ, 1947.
10. Э. Я. Вильковиский, *Астрофизика*, 17, 309, 1981.
11. D. C. Abbott, *Astrophys. J.*, 242, 1183, 1980.
12. E. H. Parker, *Солнечный ветер*, Мир, М., 1961.

УДК: 524.354.7

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ: СВЯЗЬ С МАССАМИ ПРАРОДИТЕЛЕЙ

П. Р. АМНУЭЛЬ, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Х. И. НОВРУЗОВА,
Ю. С. РУСТАМОВ

Поступила 8 апреля 1985

Принята к печати 20 февраля 1987

Построена зависимость, связывающая массу белого карлика с массой родительской звезды на главной последовательности, при этом взаимно согласованы частоты образования белых карликов разных масс с частотами образования (умирания) звезд главной последовательности.

1. *Введение.* Для астрофизики чрезвычайно важен вопрос о том, звезды каких масс дают в конце эволюции вспышку сверхновой, а какие звезды становятся белыми карликами. Зависит ли образование белого карлика, а не релятивистской звезды, только от массы родительской звезды или существенную роль играют другие параметры, например, химический состав, вращение, магнитное поле? Вопрос можно сформулировать и так: существует ли однозначная связь между массой звезды на главной последовательности и массой конечного продукта эволюции — белого карлика или предсверхновой?

На этот вопрос можно попытаться ответить с помощью анализа наблюдательного материала. Неоднократно предпринимались попытки поставить в соответствие с массами белых карликов в рассеянных скоплениях массы их прародителей [1—3]. Методика такого рода оценок описана, в частности, в работе [1]. Для сопоставления массы белого карлика $M_{бк}$ в скоплении с массой соответствующей звезды главной последовательности M_H необходимо знать кроме массы белого карлика еще и возраст скопления, а также время остывания белого карлика до наблюдаемой температуры. Величина M_H оценивается затем по получаемому времени жизни звезды главной последовательности и по теоретическим моделям эволюции звезд разных масс, обычно согласно [4]. На рис. 1 показана связь между $M_{бк}$ и M_H для 11 белых карликов в рассеянных скоплениях Гиады, Ясли, Плеяды и NGC 2516 по данным работ [5—8]. Кроме того, на рис. 1 показана связь между $M_{бк}$ и M_H , полученная в [9] по кинематическим харак-

теристикам белых карликов и звезд главной последовательности. Как видно из рисунка, есть основания считать, что монотонная зависимость между $M_{бк}$ и M_H реально существует.

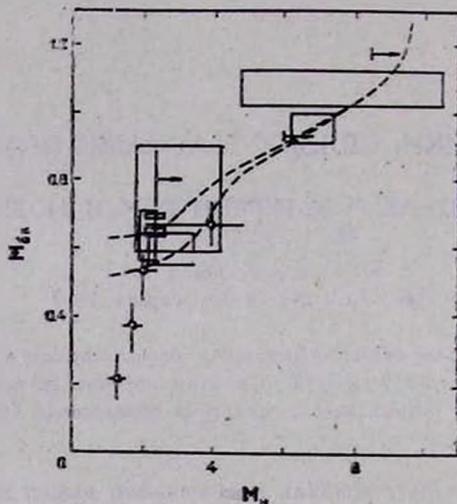


Рис. 1. Зависимость массы белого карлика $M_{бк}$ от массы родительской звезды на главной последовательности M_H . Прямоугольники и стрелки — согласно данным о рассеянных скоплениях. Кружки — согласно данным о кинематических характеристиках белых карликов и звезд главной последовательности. Пунктирной линией показано соотношение $M_{бк}(M_H)$, полученное из теоретических моделей эволюции одиночных звезд и главных компонентов широких двойных систем [10, 11].

В работах [10, 11] приведена теоретическая зависимость между $M_{бк}$ и M_H для одиночных звезд, носящая характер довольно грубой оценки. Эта зависимость также показана на рис. 1. Для одиночных звезд с заданным химическим составом функция $M_{бк}(M_H)$ монотонна и однозначна. С переходом к двойным системам возникает еще и зависимость от величины начального разделения компонентов, что также отражено на рис. 1. Видимо, переходная функция $M_{бк}(M_H)$ реально существует и представляет собой полосу, «ширина» которой, в основном, зависит при данной массе M_H от химического состава звезды и от начального разделения компонентов, если звезда входит в двойную систему.

Как при использовании наблюдательных точек, так и при использовании теоретических моделей, мы имеем переход от конкретных значений M_H к конкретным $M_{бк}$ и не получаем ответа на вопрос: достаточно ли в реальности звезд главной последовательности с массами M_H для того, чтобы в конце эволюции дать именно то количество белых карликов с массами

$M_{\text{бк}}$, которое также определяется из наблюдений и статистического анализа? При отрицательном ответе на этот вопрос возникает необходимость пересмотра теоретических предположений, лежащих в основе расчетов моделей звездной эволюции.

Для ответа на поставленный вопрос необходимо знать частоту образования (умирания) звезд главной последовательности, имеющих в начале эволюции массу M_{H} , и частоту рождения белых карликов с массами $M_{\text{бк}}$.

Распределение белых карликов по массам было исследовано, например, в [7, 9, 12—15]. Выводы этих работ существенно различны: в [12, 15] делается заключение о том, что массы белых карликов заключены в узком интервале $0.5—0.6 M_{\odot}$, а в [14] дается широкое распределение масс белых карликов. Выводы работы [14] подтверждены в [9], а в [16] показано, что и центральные звезды планетарных туманностей, будущие белые карлики, тоже имеют широкое распределение по массам. Выводы работ [7, 9] подвергались критике в [17], а в [16] было показано, что эта критика необоснованна.

Частота образования (умирания) звезд умеренных масс исследована, например, в работах [18, 19]. Ниже мы попытаемся, сопоставив частоты умирания звезд главной последовательности с соответствующими частотами рождений белых карликов, получить зависимость между $M_{\text{бк}}$ и M_{H} .

2. *Наблюдаемое распределение масс белых карликов.* При построении и анализе распределения числа белых карликов по массам [7, 9] были использованы массы не только одиночных белых карликов, но и входящих в визуально-двойные системы. Полученная в [9] частота рождений белых карликов различных масс является суммой частот рождений одиночных белых карликов и входящих в широкие двойные системы. Между тем, даже при одинаковой потере вещества одиночной звездой и звездой такой же начальной массы в широкой двойной системе, распределения масс белых карликов могут оказаться различными из-за того, что в принципе могут быть различны начальные функции масс главных компонентов широких двойных систем и одиночных звезд. Покажем, что это не так.

В силу наблюдательной селекции вторичными компонентами в двойных системах, содержащих белые карлики, являются красные карликовые звезды. Исключение составляют близкие к Солнцу системы Сириуса и Прокциона, но даже и в этих благоприятных случаях наблюдение белых карликов затруднено присутствием яркой звезды. Эти две системы мы в дальнейшем не рассматриваем.

Мы отобрали системы, расположенные в пределах 50 пк от Солнца: 89 одиночных белых карликов и 40 белых карликов в визуально-двойных системах из [7, 9]. Эффекты наблюдательной селекции практически одинаковы для обеих выборок, поскольку красные карлики здесь во многих слу-

чаях являются более слабыми компонентами. Расстояния до систем определялись по параллаксам белых карликов. В 34 случаях известны и массы красных карликов, которые определялись по их спектральной принадлежности и соотношению масса — светимость.

Для одиночных белых карликов получена величина средней массы $\langle M_{бк} \rangle = 0.59 \pm 0.02 M_{\odot}$ с полушириной распределения $0.19 M_{\odot}$. Для белых карликов в визуально-двойных системах $\langle M_{бк} \rangle = 0.53 \pm \pm 0.03 M_{\odot}$ с полушириной распределения $0.20 M_{\odot}$. Из подобия спектров масс белых карликов следует и подобие распределения по массам звезд-прародителей — одиночных звезд и первичных компонентов визуально-двойных систем. Для указанных выборок можно, по-видимому, говорить и о подобии начальных функций масс. Подобие распределений белых карликов по массам (одиночных и компонентов широких систем) позволяет использовать данные [9] для дальнейшего исследования связи между $M_{бк}$ и M_H . Отметим, что частоты звездообразования в [19] также приводятся для звезд главной последовательности без разделения их на одиночные и компоненты визуально-двойных систем.

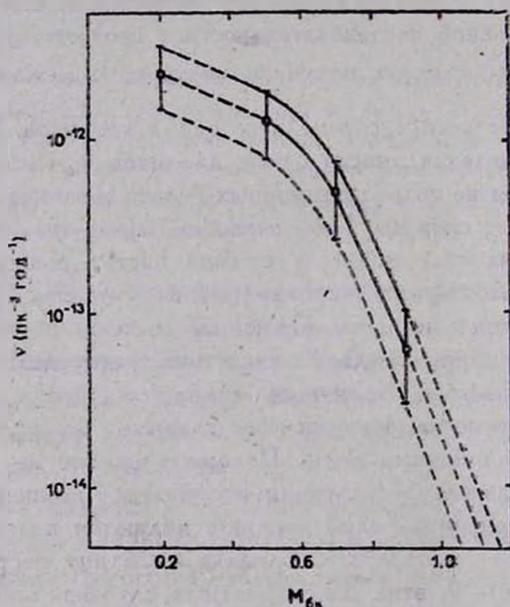


Рис. 2. Зависимость частоты образования белых карликов (ν , $\text{пк}^{-3} \text{год}^{-1}$) от массы $M_{бк}$. Наиболее надежный участок зависимости показан сплошными линиями.

На рис. 2 показано распределение частот рождений белых карликов разных масс по данным [9]: приведены частоты рождений белых карликов, массы которых больше некоторого значения $M_{бк}^*$. Нужно иметь в ви-

ду, что в [9] учет остывания белых карликов с массами менее $0.3 M_{\odot}$ проводился по одной теоретической кривой из работы [20], вычисленной для $M_{\text{бк}} = 0.32 M_{\odot}$, независимо от химического состава атмосфер белых карликов. Поэтому ошибки в определении частот рождений белых карликов с массами $M_{\text{бк}} \leq 0.4 M_{\odot}$ связаны не только с ненадежным определением пространственной плотности числа объектов (эти ошибки показаны на рис. 2), но и с не вполне надежным учетом времени остывания.

3. *Переходные функции $M_{\text{бк}}(M_{\text{Н}})$.* В качестве функции, задающей частоты умирания звезд главной последовательности различных масс, мы использовали функцию Миллера и Скало [19]. Для возможности сопоставления значений, приведенных в [19], со значениями частот рождений белых карликов, необходимо данные [19], приведенные в проекции на галактическую плоскость, перевести к единичному объему пространства. Для этого была использована шкала высот объектов различных масс из [19].

Поставить в соответствие друг с другом частоты рождений белых карликов и частоты умирания звезд главной последовательности можно, задав еще либо верхний, либо нижний предел массы звезд главной последовательности, которые превращаются в белые карлики.

За время жизни диска Галактики, 12—15 миллиардов лет согласно [21], могли закончить эволюцию звезды с массами $\sim 1 M_{\odot}$. К сожалению, практически невозможно указать надежную нижнюю границу масс звезд, закончивших эволюцию, в пределах хотя бы $\pm 0.2 M_{\odot}$, поскольку это значение зависит от принятой модели эволюции (даже если рассматривать звезды одного типа населения) и от возраста диска Галактики. Между тем, изменение нижнего предела массы на $0.2 M_{\odot}$ кардинально сказывается на величине неопределенности функции $M_{\text{бк}}(M_{\text{Н}})$ в области масс более 3—4 M_{\odot} , поскольку ошибки в определении частот умирания звезд в этом случае сравниваются с полными частотами образования белых карликов соответствующих масс и даже превосходят эти частоты.

Вид функции $M_{\text{бк}}(M_{\text{Н}})$ можно получить более надежно, задавая верхний предел $M_{\text{Н}}$. Величина максимальной массы $M_{\text{Н}}$ неоднократно обсуждалась в литературе в связи с оценкой частоты вспышек сверхновых. В частности, в [22] по частоте вспышек сверхновых II типа и начальной функции масс в Sc-галактиках получено, что вспыхивать могут звезды с начальной массой не менее, чем $8 \pm 1 M_{\odot}$. Если считать, что массы звезд, способных дать вспышку сверхновой, и массы звезд, становящихся белыми карликами, четко разграничены, то эту оценку можно считать и косвенной оценкой верхнего предела $M_{\text{Н}}$. Прямые исследования белых карликов в рассеянных скоплениях, в частности, в молодом скоплении NGC 2516 [6], дают для верхнего предела $M_{\text{Н}}$ величину $8_{-2}^{+1} M_{\odot}$. Теоретические расчеты

[10] для верхнего предела M_H дают величину от $9 M_\odot$ (одиночные звезды) до $10.5 M_\odot$ (широкие двойные системы). Однако, как указано в [10], эти оценки носят грубый характер, величина M_H может измениться, например, с изменением химического состава звезды. К сожалению, современные данные не позволяют задать верхний предел M_H с точностью, лучшей, чем $8_{-2}^{+3} M_\odot$.

При построении функции $M_{бк}(M_H)$ мы использовали:

1. Зависимость частоты образования белых карликов от массы (рис. 2, данные для окрестностей Солнца);

2. Зависимость частоты умирания звезд главной последовательности от их массы, приведенную в [19], с использованием шкалы высот звезд разных масс из [19], причем возраст диска Галактики был принят равным $15 \cdot 10^9$ лет с учетом приближенно постоянной скорости звездообразования в Галактике (правомерность такого приближения подробно обоснована в [19]);

3. Величину верхнего предела $M_H = 8_{-2}^{+3} M_\odot$ из работы [6].

Сопоставление частот образования белых карликов и частот умирания звезд главной последовательности привело к функции $M_{бк}(M_H)$, показанной на рис. 3.

Наиболее надежно переходная функция $M_{бк}(M_H)$ определяется в области масс белых карликов от 0.4 до $0.7 M_\odot$. В области $M_{бк} \lesssim 0.4 M_\odot$ ошибка возрастает из-за ненадежности определения частот образования белых карликов, связанной с ненадежным заданием времени остывания. В области $M_{бк} > 0.7 M_\odot$ ошибки возрастают из-за ненадежности в задании верхнего предела M_H . Изменение возраста диска Галактики в пределах от 12 до 15 миллиардов лет несущественно меняет $M_{бк}(M_H)$. Для построения $M_{бк}(M_H)$ нельзя использовать возраст диска Галактики менее $12 \cdot 10^9$ лет, иначе частота умирания звезд окажется заведомо больше частоты рождений белых карликов. Однако маловероятно и $T > 15 \cdot 10^9$ лет, см. [21]. Таким образом, для согласования полной частоты рождений белых карликов и умирания звезд главной последовательности нужно использовать возраст диска Галактики в пределах от 12 до 15 миллиардов лет.

Заметим, что зависимость $M_{бк}(M_H)$ относится к звездам второго поколения (население диска), поскольку получена по данным о звездах в окрестности Солнца. Согласно [23], плотность числа звезд первого поколения (население гало) в окрестности Солнца в ~ 100 раз меньше плотности числа звезд второго поколения для звезд с массами $\sim 0.8 M_\odot$.

Величина потерь массы одиночными звездами и компонентами широких систем велика: от $\sim 75\%$ у звезд с $M_H \lesssim 2.5 M_\odot$ до $\gtrsim 90\%$ у звезд с массами $M_H \sim 8 M_\odot$. Вывод о большой потере массы звездами в ходе эволюции был сделан ранее в [24]. Белые карлики с $M_{бк} = 0.4 - 0.6 M_\odot$ (объекты, расположенные в области максимума распределения белых карликов по массам) образуются из звезд главной последовательности с $M_H = 1.5 - 3 M_\odot$, то есть преимущественно из звезд классов А—F.

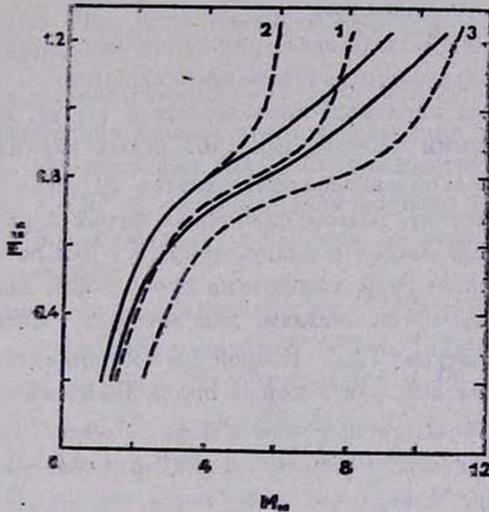


Рис. 3. Переходная функция $M_{бк}(M_H)$, полученная в результате согласования частот рождения белых карликов и умирания звезд главной последовательности. Пунктирные линии: 1—среднее значение, 2—соответствует верхнему пределу частот рождения белых карликов (рис. 1) и максимальной начальной массе $11 M_\odot$, 3—соответствует нижнему пределу частот рождения белых карликов и начальной массе $6 M_\odot$.

4. *Обсуждение.* Важное значение имеет вид переходной функции в области $M_H \lesssim 2 M_\odot$. Здесь $M_{бк} \lesssim 0.5 M_\odot$. Согласно теоретическим расчетам [10, 11], одиночные звезды и компоненты широких двойных систем не образуют белых карликов с гелиевыми ядрами. Для углеродно-кислородных ядер минимальная масса $0.5 - 0.6 M_\odot$. Между тем, в списках белых карликов [7, 9] содержится значительное число звезд с массами менее $0.5 M_\odot$. Кинематические данные свидетельствуют о том, что эти белые карлики образовались из звезд главной последовательности с $M_H < 2 M_\odot$ (см. рис. 1). С учетом наблюдательной селекции в [9] был сделан вывод о том, что частота рождений белых карликов с $M_{бк} \lesssim 0.4 M_\odot$ составляет

~ 1/3 полной частоты рождений белых карликов (одиночных и в широких двойных системах).

Возникшее противоречие можно разрешить с помощью следующих предположений:

— либо массы белых карликов в [7, 9] определены неверно, и реально белых карликов с $M_{\text{БК}} < 0.5 M_{\odot}$ не существует;

— либо белые карлики с $M_{\text{БК}} < 0.5 M_{\odot}$ являются на самом деле компонентами тесных двойных систем, в которых вторичный компонент не обнаруживается при наблюдениях;

— либо ошибочны модели эволюции одиночных звезд с $M_H < 2 M_{\odot}$.

Рассмотрим последовательно эти предположения.

В описках белых карликов, приведенных в [7, 9], среди 204 звезд с надежно определенными параметрами (163 белых карлика типа DA и 41 белый карлик с гелиевой атмосферой) имеется 39 звезд с $M_{\text{БК}} \leq 0.4 M_{\odot}$ (27 и 12 соответственно). Массы одиночных белых карликов оценивались по зависимости между массой и радиусом $M(R)$ или по зависимости между массой и ускорением силы тяжести на поверхности звезды $M(g)$. Первый способ применим к тем звездам, для которых известны расстояние и эффективная температура $T_{\text{эфф}}$. Второй способ применим, в основном, к белым карликам типа DA, для которых определены значения g . Величины $M_{\text{БК}} \leq 0.4 M_{\odot}$ получаются при использовании обоих способов и дают согласованные результаты. Рассмотрим для примера оценки масс некоторых белых карликов.

1. *WD 0413—07*. Это один из самых известных белых карликов. В [7] приводится значение $M_{\text{БК}} = 0.48 \pm 0.1 M_{\odot}$. В [25] сделан анализ ошибок определения массы этой звезды по двойственности. Получено $M_{\text{БК}} = 0.45^{+0.10}_{-0.08} M_{\odot}$. В работе [26] приводится значение $M_{\text{БК}} = 0.43 \pm 0.02 M_{\odot}$. Таким образом, можно считать, что $M_{\text{БК}} < 0.5 M_{\odot}$.

2. *WD 0310—68*. Это один из самых ярких и близких белых карликов, расстояние до него 14 пк. Масса определялась неоднократно. В [7] получено $M(R) = 0.28 M_{\odot}$ и $M(g) = 0.33 \pm 0.01 M_{\odot}$. Согласно [12], $M(R) = 0.36 M_{\odot}$ и $M(g) = 0.32 M_{\odot}$.

3. *WD 0943 + 44*. Белый карлик находится на расстоянии 31 пк. Для него

$$M(R) = 0.29 M_{\odot} [7], \quad 0.26 M_{\odot} [13], \quad 0.17 M_{\odot} [12],$$

$$M(g) = 0.36 M_{\odot} [7], \quad 0.32 M_{\odot} [12].$$

4. *WD 1544—37*. Расстояние 13 пк. Определения массы:

$$M(R) = 0.33 M_{\odot} [7], \quad 0.17 M_{\odot} [13], \quad 0.41 M_{\odot} [12]$$

$$M(g) = 0.29 M_{\odot} [7], \quad 0.29 M_{\odot} [12].$$

5. *WD 1743—13*. Расстояние 40 пк. Определения массы:

$$M(R) = 0.15 M_{\odot} [7], \quad 0.21 M_{\odot} [13], \quad 0.17 M_{\odot} [12],$$

$$M(g) = 0.31 M_{\odot} [7], \quad 0.32 M_{\odot} [12].$$

Список можно продолжить, однако и эти примеры показывают, что одиночные белые карлики с $M_{\text{бк}} < 0.5 M_{\odot}$, а возможно и $< 0.4 M_{\odot}$, существуют. Если полагать, что эти определения ошибочны, то нужно считать, что ошибочны либо теория внутреннего строения белых карликов, по которой определяется $M_{\text{бк}}$, либо теория атмосфер белых карликов, по которой определяются g и R .

Величины $M_{\text{бк}}$, определенные в [7, 9], могут быть занижены в тех случаях, когда $T_{\text{эфф}}$ настолько велики, что использование зависимости $M(R)$, полученной в [27] для холодных белых карликов, становится неправомерным. Если $T_{\text{эфф}} \geq 25 \cdot 10^3$ К, то при данном радиусе белый карлик может иметь существенно большую массу [28], чем по зависимости $M(R)$ для холодных белых карликов.

Рассмотрим лишь те белые карлики из [7, 9], для которых $T_{\text{эфф}} \lesssim 10^4$ К, и следовательно, зависимость $M(R)$ из [27] может быть использована. Таких белых карликов 115 (80 типа DA и 35 гелиевых), при этом 18 DA-белых карликов и 13 гелиевых имеют массы $M_{\text{бк}} \lesssim 0.4 M_{\odot}$, определенные как по $M(R)$, так и по $M(g)$ (соответственно 22 и 37%). Отметим, что в [7, 9], где нет ограничений по $T_{\text{эфф}}$, соответствующие отношения составляют 17 и 29%. По-видимому, среди низкотемпературных белых карликов доля маломассивных ($M_{\text{бк}} < 0.4 M_{\odot}$) во всяком случае не меньше, чем среди всех белых карликов, и принципиальный вывод о существовании одиночных белых карликов с $M_{\text{бк}} < 0.4 M_{\odot}$ остается в силе.

Возможно ли, что все маломассивные белые карлики являются на самом деле компонентами тесных двойных систем, в которых вторичный компонент не виден из-за его малой светимости? Возможно, если вторичный компонент является более холодным белым карликом или красным карликом с массой менее $0.2 M_{\odot}$. Обнаружить компонент — холодный белый карлик современными методами практически невозможно. В принципе, количество таких систем может быть большим, но надежные количественные оценки в настоящее время вряд ли осуществимы. Сценарий, при котором компонентом белого карлика является маломассивный красный карлик, значительно менее вероятен, поскольку такие системы возникают в результате эволюции систем с очень малым начальным отношением масс

($q \leq 0.2$). Этот сценарий вряд ли объяснит наличие даже $\sim 10\%$ числа наблюдаемых одиночных немассивных белых карликов. В последние годы были предприняты конкретные поиски немассивных компонентов около белых карликов. Так в работе [29] был произведен анализ данных о белых карликах Eg 5 (WD 0046+05) и Eg 290 (WD 0553+05). Белый карлик Eg 5 находится на расстоянии всего 4 пк, согласно [9] $M_{\text{БК}} = 0.24 M_{\odot}$. Между тем, согласно [29], у этого белого карлика нет компонента, радиус которого был бы больше радиуса Юпитера, а температура была бы выше 900 К. Аналогичный результат получен для белого карлика Eg 290 ($M_{\text{БК}} = 0.54 M_{\odot}$).

Таким образом, по имеющимся данным реальное существование одиночных белых карликов с $M_{\text{БК}} < 0.5 M_{\odot}$ и даже $< 0.4 M_{\odot}$ не может быть исключено. Отметим, что на рис. 3 нижняя граница массы белых карликов принята $0.2 M_{\odot}$. Реально, с использованием более точных $M(R)$ может быть получено, что нижний предел массы белых карликов несколько выше, но надежную нижнюю границу сейчас указать трудно, во всяком случае, она может быть меньше, чем $0.5 M_{\odot}$ и, вероятно, меньше, чем $0.4 M_{\odot}$.

Используя теоретические расчеты [10, 11] в области $M_H > 3 M_{\odot}$, а также наблюдательные данные о белых карликах в рассеянных звездных скоплениях (рис. 1), можно уменьшить область ошибок нашей переходной функции: на рис. 3 эта область обозначена сплошными линиями. По-видимому, предельную массу прародителей белых карликов можно положить $8-10 M_{\odot}$.

5. Заключение. Построена зависимость, связывающая массу белого карлика с массой звезды на главной последовательности, при этом взаимно согласованы частоты образования белых карликов разных масс с частотами умирания звезд главной последовательности. Наиболее надежно эта зависимость определяется для масс белых карликов $0.4-0.7 M_{\odot}$ что соответствует $M_H = 1.5-4 M_{\odot}$. Полученная переходная функция не противоречит эмпирическим соотношениям $M_{\text{БК}}(M_H)$ по данным о белых карликах в рассеянных скоплениях и по данным о кинематических характеристиках белых карликов и звезд главной последовательности.

Важное значение имеет возможность наличия одиночных белых карликов (и компонентов широких двойных систем) с $M_{\text{БК}} \leq 0.4 M_{\odot}$. Поскольку теория эволюции требует, чтобы маломассивные белые карлики возникали только в тесных двойных системах, необходим дальнейший анализ проблемы. По-видимому, необходим более строгий учет физических параметров и процессов в расчетах моделей эволюции одиночных звезд с $M_H < 2 M_{\odot}$, а также при расчетах зависимости $M(R)$ для белых карликов.

Для дальнейшего уточнения переходной функции $M_{\text{ок}}(M_{\text{H}})$ необходимы более надежные данные о начальной функции масс звезд, частоте образования белых карликов разных масс и о максимальной массе звезд-прародителей белых карликов.

Институт физики АН
Азерб.ССР

WHITE DWARFS: THE CONNECTION WITH THE PARENTS' MASSES

P. R. AMNUEL, O. H. GUSEINOV, H. I. NOVRUZOVA, YU. S. RUSTAMOV

The dependence between the mass of white dwarfs and that of their main sequence parent star is determined. The birth-rates of white dwarfs with different masses and the death-rate of the mainsequence stars are interconsistent.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Weidemann, in "Effects of Mass Loss on Stellar Evolution", 339, 1981.
2. V. Weidemann, D. Koester, *Astron. and Astrophys.*, 121, 77, 1983.
3. V. Weidemann, *Astron. and Astrophys.*, 134, L1, 1984.
4. I. Iben, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 5, 571, 1967.
5. B. Anthony-Twarog, *Astrophys. J.*, 255, 245, 1982.
6. D. Reimers, D. Koester, *Astron. and Astrophys.*, 116, 341, 1982.
7. O. H. Guseinov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov, *Astrophys. and Space Sci.*, 98, 1, 1983.
8. B. Anthony-Twarog, *Astron. J.*, 89, 267, 1984.
9. O. H. Guseinov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 305, 1983.
10. I. Iben, *Quart IRAS*, March 1985.
11. I. Iben, A. V. Tutukov, *Prepr.*, 1985.
12. D. Koester, H. Schulz, V. Weidemann, *Astron. and Astrophys.*, 76, 232, 1979.
13. H. L. Shipman, *Astrophys. J.*, 228, 240, 1979.
14. H. Shipman, A. Sass, *Astrophys. J.*, 235, 177, 1980.
15. V. Weidemann, D. Koester, *Astron. and Astrophys.*, 132, 195, 1984.
16. P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov, *Astrophys. and Space Sci.*, 113, 59, 1985.
17. D. Koester, *Astrophys. and Space Sci.*, 100, 471, 1984.
18. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 121, 161, 1955.
19. I. Miller, I. Scalo, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 513, 1979.
20. D. Koester, *Astron. and Astrophys.*, 16, 459, 1972.

21. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, Галактика, Наука, М., 1984.
22. R. Kennicutt, *Astrophys. J.*, 277, 36, 1984.
23. O. Eggen, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 51, 183, 1983.
24. О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, *Астрофизика*, 10, 273, 1974.
25. G. Wegner, *Astron. J.*, 85, 1255, 1980.
26. W. D. Heintz, *Astron. J.*, 79, 819, 1974.
27. T. Hamada, E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 134, 683, 1961.
28. J. Holberg, F. Wesemael, G. Wegner, F. Bruhweiler, *Astrophys. J.*, 293, 294, 1985.
29. C. Kumar, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 97, 294, 1985.

УДК: 524.354.2—7

ОБ АНИЗОТРОПИИ СИНХРОТРОННОГО L_c -ИЗЛУЧЕНИЯ
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ

Поступила 25 июля 1986

Принята к печати 6 апреля 1987

По спектрам 39 волокон Крабовидной туманности определены значения спектрального индекса α синхротронного L_c -излучения ее «аморфной массы». Выявлено сильное различие найденных значений α . Показано, что оно является реальным и свидетельствует об анизотропии синхротронного спектра туманности.

1. *Введение.* Крабовидная туманность является остатком сверхновой звезды, вспыхнувшей в 1054 г. Она состоит из волоконной структуры, являющейся газовым остатком атмосферы бывшей сверхновой, и «аморфной массы», представляющей собой свечение релятивистских электронов в магнитном поле туманности. Источником релятивистских электронов является пульсар NP 0532, находящийся в центре туманности.

Свечение газа в волокнах возбуждается синхротронным L_c -излучением «аморфной массы» туманности. Энергетические характеристики L_c -спектра Крабовидной туманности изучались в работе [1]. В результате было определено среднее значение спектрального индекса α , являющегося характеристикой энергетического спектра релятивистских электронов.

При интерпретации эмиссионного линейчатого спектра волокон обычно предполагается, что величина α постоянна, т. е. одинакова во всех направлениях и не меняется с расстоянием от центра туманности. Существующие трудности объяснения наблюдаемого спектра волокон, однако, дают основание предположить, что одной из причин его разнообразия может быть различие значений α [2]. Оно может проявляться как в радиальном, так и в пространственном расположении волокон. Очевидно попытка выявить такое различие представляет интерес не только для проблемы интерпретации наблюдаемых спектров отдельных волокон, но и для некоторых проблем эволюции Сверхновых.

В этой работе приводятся результаты определения значений α по спектрам 39 волокон, расположенных в разных позиционных углах картинной плоскости туманности и на разных расстояниях от ее центра. Найденные значения α используются для выявления возможной анизотропии синхротронного L_c -спектра Крабовидной туманности.

2. *Методика определения α* . В основе используемого метода лежит предположение, что оптическая толщина волокон в лаймановском континууме $\tau_{L_c} \gg 1$. Оно подтверждается расчетами фотоионизационных моделей свечения волокон [2], а также наличием в их спектре интенсивных линий [O I]. Может обсуждаться лишь вопрос о степени непрозрачности волокон для более коротковолнового излучения. Однако, как показали дальнейшие расчеты, изменение коротковолновой границы ионизирующего спектра от λ 100 А до λ 22.8 А практически не влияет на ионизацию водорода и гелия в волокнах и, следовательно, степень их прозрачности в этом диапазоне λ не сказывается на результатах.

Для определения α мы использовали уравнения Занстра [3], которые модифицировали на случай примеси гелия в газовой среде, поглощающей L_c -фотоны. В обычно применяемой методике считается, что атомы H^0 , He^0 и He^+ поглощают все ионизирующее излучение $\lambda < 912$ А, $\lambda < 504$ А и $\lambda < 228$ А (или λ 912—504 А, λ 504—228 А и λ 228—100 А [1]) соответственно. Примесь He, однако, накладывает существенные ограничения на эти допущения. При наблюдаемом в волокнах содержании $He/H \simeq 0.2-1.0$ [2] гелий становится дополнительным источником непрозрачности волоконного газа (тяжелыми элементами можно пренебречь). При характерном для Крабовидной туманности среднем значении $\alpha \simeq -0.55$ [1] имеется много L_c -квантов $\lambda < 504$ А, способных эффективнее поглощаться атомами He^0 или ионами He^+ , чем H^0 , что делает обычно применяемые уравнения Занстра неточными или даже непригодными для определения α .

В действительности атомы H^0 поглощают все L_c -излучение λ 912—504 А и определенное количество квантов λ 504—228 А и $\lambda < 228$ А. Но поскольку коэффициент фотопоглощения для атомов водорода $\sigma(H^0) \sim \nu^{-3}$, а He^0 в волокнах сравнительно много, то вклад последнего диапазона λ , очевидно, небольшой. Соответственно, атомы He^0 поглощают оставшееся количество квантов λ 504—228 А и определенное число квантов $\lambda < 228$ А. Здесь, однако, $\sigma(He^0) \sim \nu^{-2}$, поэтому вклад излучения последнего диапазона λ может быть существенным. Ионы He^+ поглощают остальную долю излучения $\lambda < 228$ А. Границы указанных интервалов λ соответствуют зонам ионизации

H^0 , He^0 и He^+ . Излучением $\lambda \lesssim 20 - 30 \text{ \AA}$ можно пренебречь, поскольку оно эффективнее поглощается высокоионизованными атомами тяжелых элементов, чем атомами H^0 и He^0 (см. [4]).

При выводе исходных уравнений была принята во внимание также роль диффузного ионизирующего излучения, возникающего при рекомбинациях электронов на основные уровни ионов H^+ , He^+ или He^{++} (имелись в виду ионы, на которые происходят рекомбинации). Учитывалось перераспределение этого излучения между поглощающими атомами H^0 , He^0 и He^+ . Полное число таких фотонов равно полному числу рекомбинаций на первый уровень данного иона, т. е. $N_1(X^{+i}) = N(X^{+i}) \cdot N_e \cdot C_1(X^{+i}) \cdot V(X^{+i})$, где C_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень H^+ , He^+ или He^{++} , а V — объем волоконного газа, занимаемый ионами X^{+i} ; $N(X^{+i})$ и N_e — ионная и электронная концентрации соответственно.

При рекомбинациях на второй уровень He^{++} образуются фотоны с энергией $h\nu \simeq 15 \text{ эВ}$, которые поглощаются атомами H^0 . Полное число таких фотонов $N_2(He^{++}) = N(He^{++}) \cdot N_e \cdot C_2(He^{++}) \times V(He^{++})$, где C_2 — коэффициент рекомбинации на второй уровень иона He^{++} .

Дополнительным источником ионизации атомов H^0 и He^0 в волокнах может быть также излучение в L_α -линиях HeI и $HeII$. Синглетные переходы $2^1P - 1s^2$ в атомах He^0 образуют фотоны с энергией $h\nu \simeq 21 \text{ эВ}$, которые будут поглощаться атомами H^0 (триплетные переходы запрещены и менее эффективны). Полное число таких фотонов $N_{L_\alpha}(He^+) = N(He^+) \cdot N_e \cdot C_2^1p(He^+) \cdot V(He^+)$, где C_2^1p — коэффициент рекомбинации на уровень 2^1P . Здесь учтено, что переходы $2^1P - 1s^2$ совершаются намного чаще, чем переходы $2^1P - 2^1S$, приводящие к образованию линии $\lambda 20581 \text{ HeI}$. Аналогично запишется выражение для полного числа квантов в L_α -линии $HeII$: $N_{L_\alpha}(He^{++}) = (1/2) \times N(He^{++}) \cdot N_e \cdot C_2(He^{++}) \cdot V(He^{++})$, где принято во внимание, что к образованию таких квантов приводит каждая рекомбинация на второй уровень He^{++} и примерно половина из них [5] индуцирует свечение в линии $\lambda 304 \text{ OIII}$. Эти фотоны имеют энергию $h\nu \simeq 41 \text{ эВ}$ и примерно поровну будут поглощаться атомами He^0 и H^0 . Заметим, что 2-квантовый переход $2s - 1s$ в ионе He^{++} приведет к образованию фотонов с максимальной энергией $h\nu \simeq 20 \text{ эВ}$, которые в основном поглощаются атомами H^0 , но часть их ($\sim 1/3$) может поглощаться He^0 . Однако их число сравнительно невелико, и этими процессами мы пренебрегли.

Объем волокна, занимаемый ионами H^+ , He^+ или He^{++} , находится с помощью следующего соотношения: $V(X^{+i}) = 4\pi R^2 \cdot F[X(\lambda)] / 4\pi \alpha_{\text{эф}} [X(\lambda)] \equiv 4\pi R^2 \cdot F[X(\lambda)] / N(X^{+i}) \cdot N_e \cdot \alpha_{\text{эф}} [X(\lambda)] \cdot h\nu_{X(\lambda)}$, где F — поток излучения в спектральной линии $X(\lambda)$ на расстоянии Земли, исправленный за межзвездное поглощение; α — излучательная способность элементарного объема волоконного газа в линии $X(\lambda)$; $\alpha_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент рекомбинации в линии $X(\lambda)$; R — расстояние до Крабовидной туманности. Дальнейшие вычисления мы проводили для линий $H\beta$, $\lambda 4471$ He I и $\lambda 4686$ He II. Значения необходимых для вычислений коэффициентов рекомбинаций мы брали из [6].

В результате уравнения баланса квантов для поглощающих атомов H^0 , He^0 и He^+ с учетом указанных выше процессов запишутся так:

$$\begin{aligned} N_{L_c}(\lambda 912 - 504) + a \cdot N_{L_c}(\lambda 504 - 228) + b \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) = \\ = N_{\text{рек}}(H^+) - N_1(H^+) - a \cdot N_1(He^+) - N_{L_a}(He^+) - b \cdot N_1(He^{++}) - \\ - N_2(He^{++}) - \frac{1}{4} N_{L_a}(He^{++}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (1 - a) \cdot N_{L_c}(\lambda 504 - 228) + c \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) = \\ = N_{\text{рек}}(He^+) - (1 - a) \cdot N_1(He^+) - c \cdot N_1(He^{++}) - \frac{1}{4} N_{L_a}(He^{++}); \quad (1) \end{aligned}$$

$$(1 - b - c) \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) = N_{\text{рек}}(He^{++}) - (1 - b - c) \cdot N_1(He^{++}),$$

где $N_{L_c} = 4\pi R^2 \int \frac{F_\nu d\nu}{h\nu}$ — полное число L_c -квантов, излученных „аморф-

ной массой“ в данном диапазоне λ (фот/с); $N_{\text{рек}} = 4\pi R^2 \cdot \frac{\sum C_n(X^{+i})}{\alpha_{\text{эф}} [X(\lambda)]} \times \times F[X(\lambda)] / h\nu_{X(\lambda)}$ — полное число рекомбинаций в волокне на все уровни X^{+i} , которые мы выразили через наблюдаемый поток в линии $X(\lambda)$ и эффективный коэффициент рекомбинаций $\alpha_{\text{эф}} [X(\lambda)]$; a и b — доля фотонов $\lambda 504-228$ А и $\lambda 228-22.8$ А, поглощенных H^0 соответственно, а c — доля фотонов $\lambda 228-22.8$ А, поглощенных He^0 ; n — номер энергетического уровня.

Энергетический L_c -спектр „аморфной массы“ Крабовидной туманности представлялся степенным законом типа $F_\nu = F_0 [\nu/\nu_0 (X^{+i})]^r$, где F_0 — поток L_c -излучения на расстоянии Земли, а r — спектральный

индекс в L_c-диапазоне, который мы считали постоянным в области λ 912—22.8 А. Подставив в (1) известные выражения и численные значения входящих параметров и исключив параметр с, получим систему следующих уравнений:

$$\begin{aligned}
 F_0 \cdot \left[\int_1^{1.81} x^{a-1} dx + a \cdot 1.81^a \cdot \int_1^{2.21} x^{a-1} dx + b \cdot 4.0^a \cdot \int_1^{10} x^{a-1} dx \right] = \\
 = \begin{pmatrix} 1.35 - 14 \\ 1.39 - 14 \\ 1.44 - 14 \end{pmatrix} F(\text{H}\beta) \left[1 - a \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{Hel}}{\text{H}\beta} - \right. \\
 \left. - \begin{pmatrix} 0.09 \\ 0.11 \\ 0.13 \end{pmatrix} \frac{\text{Hel}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.10 \\ 0.14 \\ 0.19 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta} \right]; \\
 F_0 \cdot \left[(1-a) \cdot 1.81^a \cdot \int_1^{2.21} x^{a-1} dx + (1-b) \cdot 4.0^a \cdot \int_1^{10} x^{a-1} dx \right] = \quad (2) \\
 = \begin{pmatrix} 2.40 - 14 \\ 2.96 - 14 \\ 3.48 - 14 \end{pmatrix} F(\text{Hel}) + a \cdot \begin{pmatrix} 1.27 - 14 \\ 1.73 - 14 \\ 2.52 - 14 \end{pmatrix} F(\text{Hel}) + \\
 + \begin{pmatrix} 0.51 - 14 \\ 0.65 - 14 \\ 0.78 - 14 \end{pmatrix} F(\text{HeII}) + b \begin{pmatrix} 0.19 - 14 \\ 0.30 - 14 \\ 0.42 - 14 \end{pmatrix} F(\text{HeII}),
 \end{aligned}$$

где обозначено $x = \nu/\nu_0 (X^{+i})$. Значения численных коэффициентов в этих выражениях записаны для $T_e = 5000$ К, 10000 К и 20000 К сверху вниз в каждом из выражений соответственно. Интегрирование здесь ведется в диапазоне границ поглощения L_c-квантов атомами H⁰, He⁰ или He⁺.

Неизвестными параметрами в системе уравнений (2) являются F_0 , a , a и b (остальные параметры должны быть известны из наблюдений). Для ее решения, очевидно, нужно иметь дополнительные сведения об одном из указанных параметров. Сравнивая число ионизаций атомов H⁰ излучением λ 504—228 А с общим числом ионизаций H⁰ и He⁰ квантами того же интервала λ, мы определили $a = N_{\text{ион}}(\text{H}^0) / [N_{\text{ион}}(\text{H}^0) + N_{\text{ион}}(\text{He}^0)]$. Аналогично мы определили b . При небольших τ величины a и b являются лишь функцией α и отношений интенсивностей линий Hel/Hβ и HeII/Hβ:

$$\begin{aligned}
 a &\approx [1 + k_1 \cdot \text{Hel}/\text{H}\beta]^{-1}; \\
 b &\approx [1 + k_2 \cdot \text{Hel}/\text{H}\beta + k_3 \cdot \text{HeII}/\text{Hel}]^{-1}.
 \end{aligned}$$

Мы предположили, что значения этих параметров не сильно меняются с оптической глубиной волокна. Значения коэффициентов k для различных α приведены ниже:

$\alpha \backslash k$	k_1	k_2	k_3
0	11.7	20.0	28.0
-0.5	17.0	29.1	60.0
-1.0	22.7	39.0	112
-2.0	43.0	73.7	455
-4.0	146	250	716

Разделив второе равенство (2) на первое и приняв во внимание выражения для a и b , получим функциональную зависимость величины α от наблюдаемых отношений $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$, $\lambda 4686 \text{ HeII}/\text{H}\beta$ и T_e : $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta) = f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e)$, где

$$f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e) = \frac{\begin{pmatrix} 1.78 \\ 2.13 \\ 2.42 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} + a \cdot \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} + \begin{pmatrix} 0.38 \\ 0.47 \\ 0.54 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta} + b \cdot \begin{pmatrix} 0.14 \\ 0.21 \\ 0.29 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta}}{1 - a \cdot \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.09 \\ 0.11 \\ 0.13 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.10 \\ 0.14 \\ 0.19 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta}} \quad (3)$$

Расчеты показали, что величина b является пренебрежимо малой, поэтому левая часть уравнения (3) является в основном лишь функцией α и $\text{HeI}/\text{H}\beta$ (табл. 1). На рис. 1 показана графическая зависимость функции $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta)$ от α , удобная для практических определений α по наблюдаемым отношениям интенсивностей линий $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$, $\lambda 4686 \text{ HeII}/\text{H}\beta$ и известной T_e . Электронная температура в отдельных волокнах определяется неуверенно, поэтому в дальнейших расчетах предполагалось $T_e = 10\,000 \text{ K}$.

3. *Результаты и их обсуждение.* Значения α , найденные по формуле (3) и спектральным данным из [7—12] для 39 волокон Крабовидной туманности, приведены в табл. 2. Очевидно, они отражают характеристики синхротронного L_c -излучения туманности в тех направлениях, в которых находятся то или иное волокно относительно ее центра. В этой же таблице помещены некоторые другие наблюдаемые параметры волокон, которые использовались нами в процессе дальнейшего анализа.

Из табл. 2 видно, что найденные значения α сильно различаются между собой. Это различие настолько большое, что не может быть обусловлено лишь ошибками наблюдаемых отношений интенсивностей линий $\text{HeI}/\text{H}\beta$ и $\text{HeII}/\text{H}\beta$. Реальность различия α подтверждается также суще-

Таблица 1
ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta)$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ
 α И $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$

α	$\lambda 4471 \text{ HeI}$						
	$\text{H}\beta$						
	1.0	0.5	0.3	0.2	0.1	0.05	0.03
0	4.62	4.20	3.79	3.44	2.84	2.37	2.12
-0.5	1.97	1.85	1.71	1.58	1.33	1.08	0.941
-1.0	1.12	1.06	1.00	0.940	0.804	0.637	0.553
-2.0	0.410	0.400	0.386	0.372	0.333	0.279	0.233
-4.0	0.102	0.100	0.100	0.099	0.095	0.090	0.082

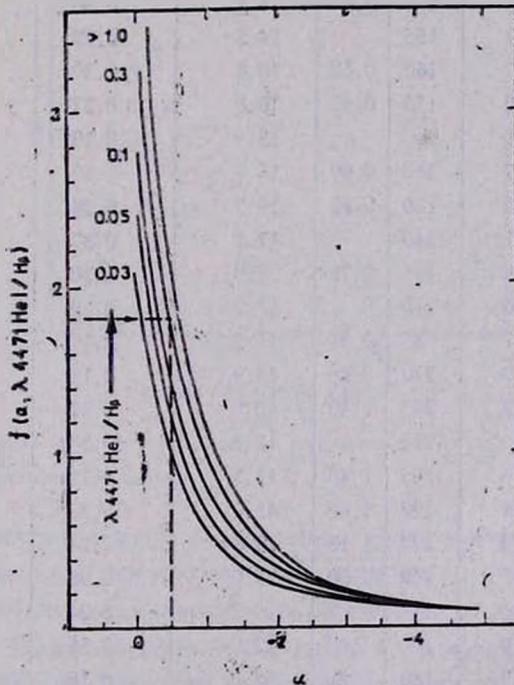


Рис. 1. Зависимость функции $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta) = f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e)$ от α для различных отношений $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$. Стрелкой отмечен пример определения $\alpha = -0.5$ при $f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e) = 1.8$ и $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta = 0.3$.

Таблица 2

Волокно*	Источник	ψ , град	r , пк	λ 4959-5007 [O III]/H β	λ 4471 HeI	λ 4686 HeII	α
					H β	H β	
Пол. 3	12	15	0.80	4.51	0.10	0.55	-1.30
A7**	8	0		15.9	0.35	0.59	-0.76
Пол. 5'	12	25		7.4	0.14	0.59	-1.15
Пол. 2	12	110		8.1	0.20	0.81	-0.87
2100, V6 ₂	7	245	1.08	—	0.40	1.22	-0.44
C1	9	10		13.5	\approx 0.12	0.47	-1.33
Пол. 4	12	30	0.75	4.73	0.07	0.14	-2.25
A9**	8	5		16.5	\approx 0.38	0.25	-0.91
Пол. 10	12	155		9.0	0.18	0.40	-1.25
2102, r9	7	342	0.93	7.3	0.25	0.50	-1.00
2100, r5	7	155	0.56	10.4	0.24	0.64	-0.93
A1**	8	5		26.8	0.60	0.80	-0.39
Пол. 6	12	20	0.80	5.25	0.093	0.22	-1.85
B8	9	155	0.62	10.4	0.16	0.40	-1.30
2131, r8	7	5	0.81	7.1	0.19	0.72	-0.95
Пол. 5	12	25	0.60	8.24	0.65	0.30	-1.79
Ярк. вол.	8	155	0.62	13.4	0.30	0.70	-0.80
Пол. 1	11	155		14.5	0.23	0.68	-0.92
2130, r4	7	160	0.62	10.4	0.30	0.46	-0.93
Пол. 1	10	155	0.62	10.8	0.27	0.58	-0.91
E2	9	90		13.9	0.19	0.54	-1.10
2126, r5	7	250	0.99	13.9	0.19	0.54	-1.10
Пол. 1	12	120	0.62	19.7	0.24	0.88	-0.79
Обл. 1	11	240		17.2	0.37	0.87	-0.61
B6	9	195	0.73	17.9	0.20	0.57	-1.04
Пол. 2'	10	210		17.2	0.38	0.87	-0.61
2102, V5	7	85	0.91	15.5	0.17	1.00	-0.81
2100, V7/V8	7	270	0.66	13.9	0.13	1.00	-0.83
Пол. 8	12	295	1.40	12.9	0.17	0.29	-1.40
Пол. 2	10	215		18.9	0.28	0.83	-0.74
D1	9	295	1.40	13.3	0.11	0.26	-1.70
B1	8	190	1.60	45.0	\leq 0.33	\approx 0.33	-0.96
D3	9	270	1.18	19.8	0.24	0.58	-0.98
Пол. 9	12	240	1.00	17.0	0.36	0.51	-0.81
D2	9	240	1.00	19.3	0.24	0.63	-0.86
B1, B3	9	180	1.60	52.9	0.58	0.70	-0.46
2127, V1	7	180	0.82	34.0	0.18	1.64	-0.47
B2	8	210	1.60	35.9	\approx 0.40	0.81	-0.60
2100, V2	7	140	1.05	32.8	0.85	0.95	-0.16

* Обозначения волокон соответствуют обозначениям в оригинальных источниках.

** Jet.

ствованием зависимости его величины от отношения $\lambda 4959 + 5007$ [O III]/H β (рис. 2). Механизм образования запрещенных линий [O III], как известно, отличен от механизма образования рекомбинационных линий He, что говорит о неметодичном характере указанной зависимости. Правдоподобным объяснением последней является то, что с уменьшением крутизны L_c-спектра Крабовидной туманности увеличивается относительное число фотонов, приводящих к образованию O⁺⁺. На реальность различия α указывает также существование подобной зависимости этого параметра от отношений интенсивностей линий $\lambda 3726 + 29$ [O II]/H β , $\lambda 3869 + 968$ [Ne III]/H β и др.

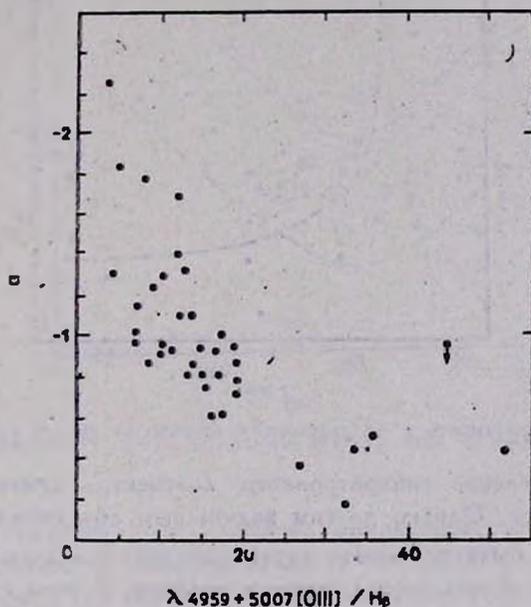


Рис. 2. Зависимость α от отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007$ [O III] / H β для различных волокон.

Для выявления возможной анизотропии синхротронного излучения Крабовидной туманности мы рассмотрели зависимость найденных значений α от ряда наблюдаемых параметров отдельных волокон. Характеристики L_c-спектра могут меняться как в радиальном направлении, так и в зависимости от пространственного расположения волокон относительно центра туманности. Если все волокна находятся за пределами «аморфной массы» туманности, то радиальной составляющей изменения величины α , естественно, мы не должны обнаружить. Оказалось, однако, что корреля-

ция α от r имеется (рис. 3), хотя слабая. Из рисунка видно, что на расстоянии $r < 1$ пк дисперсия значений $\alpha = -0.6 \div -2.5$, а на $r > 1$ пк находится в пределах $-0.1 \div -1.0$, т. е. крутизна L_c -спектра в среднем уменьшается с увеличением r . К такому же выводу приводит анализ зависимости α от $\lambda 4959 + 5007 [\text{O III}] / \lambda 3726 + 29 [\text{O II}]$, характеризующей ионизацию атомов в волокнах (последняя, очевидно, должна уменьшаться к краю туманности). Это может быть некоторым указанием на дей-

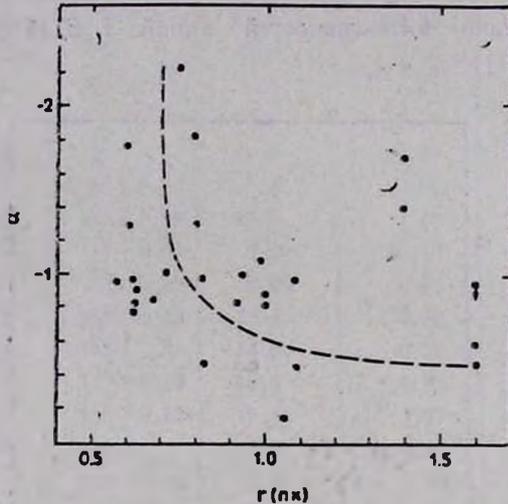


Рис. 3. Зависимость α от расстояния волокон от центра туманности.

ствительное изменение синхротронного L_c -спектра туманности с удалением от ее центра. Однако другим возможным объяснением такого поведения α может быть частичное экранирование L_c -излучения достаточно большим числом ближе расположенных волокон. В этом случае, как известно, сильнее поглощается L_c -излучение непосредственно за лаймановским пределом, что приведет к уменьшению крутизны L_c -спектра к краю туманности. Для близких r дисперсия α является, очевидно, реальной и может быть объяснена либо различной (малой) оптической толщиной расположенных ближе волокон, либо анизотропией синхротронного L_c -спектра в радиальном направлении.

Поскольку волокна, спектры которых изучены, равномерно не заполняют весь объем туманности, пространственную анизотропию L_c -излучения обнаружить труднее. Тем не менее, была выявлена зависимость α от позиционного угла ψ проекции радиуса-вектора волокна на картинную плоскость туманности (рис. 4). Отсчет углов проводился от направления

на север влево от 0° до 360° ([13], рис. 2). Из рис. 4 видно, что в направлении $\psi \simeq 210^\circ$ спектральный индекс более пологий ($\alpha \simeq -0.1 \div -1.0$), чем в других направлениях ($\alpha \simeq -1.0 \div -2.5$), исключая примерно противоположное ($\psi \simeq 15^\circ$), соответствующее направлению на «jet». Точки с крестиками на этом рисунке соответствуют значениям $\alpha \simeq -0.1 \div -0.8$, найденным по спектральным данным [8] для области «jet».

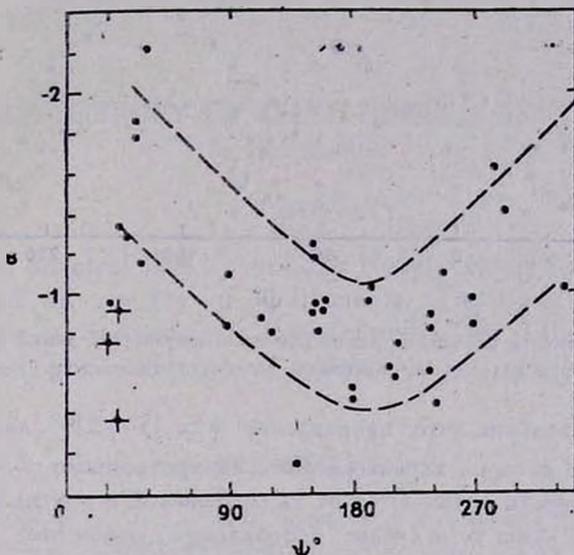


Рис. 4. Зависимость α от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Такая зависимость α от ψ хорошо согласуется с подобной зависимостью отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007$ [O III] / $\lambda 3726 + 29$ [O II] от ψ (рис. 5), что является независимым подтверждением ее реальности. Это отношение, как видно, также максимально в направлении $\psi \simeq 210^\circ$. Существующий разброс значений α в каждом из направлений можно объяснить указанными выше причинами.

Реальность существования анизотропии синхротронного L_c-излучения Крабовидной туманности подтверждается также различием α по данным для волокон с положительными и отрицательными лучевыми скоростями [13]. Отношения интенсивностей линий $\lambda 4471$ He I / H β и $\lambda 4686$ He II / H β для обоих типов волокон отличаются больше чем в два раза (более подробно см. в [13]). Найденные в результате средние значения α равны примерно -0.5 и -1.0 для волокон с отрицательными и положительными скоростями соответственно. Эти данные в совокупности

с предыдущими позволяют заключить, что спектральный индекс α в направлении на $\psi \simeq 210^\circ$ и на наблюдателя, с одной стороны, и в противоположном направлении на $\psi \simeq 15^\circ$, соответствующем направлению на «jet», с другой, является более пологим, чем в перпендикулярных направлениях.

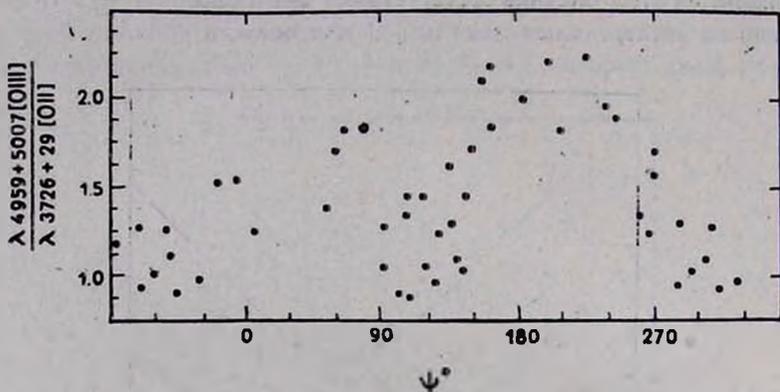


Рис. 5. Зависимость отношения интенсивностей небулярных линий $[O III] / [O II]$ от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Создается впечатление, что направление $\psi \simeq 15^\circ - 210^\circ$ является проекцией оси, вдоль которой характеристики синхротронного L_c -спектра Крабовидной туманности отличаются от характеристик в других направлениях. Как видно из рис. 6, в этом направлении отношение $\lambda 4959 + 5007 [O III] / H_\beta$ показывает наибольший разброс значений.

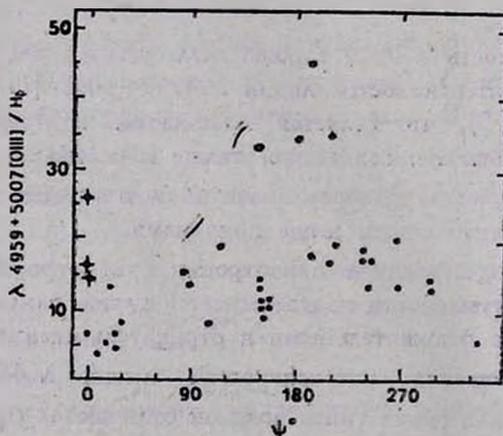


Рис. 6. Зависимость отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007 [O III] / H_\beta$ от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Непонятным в дисперсии значений α является отсутствие корреляции этого параметра с отношением интенсивностей λ 4363 [O III] / λ 4959 + + 5007 [O III], которой следовало ожидать, поскольку оба параметра определяются величиной T_e в волокнах. Возможным объяснением этого может быть неточность интенсивности линии λ 4363 [O III], которая является слабой и, как отмечалось Волчером [7], часто блендируется линией λ 4359 [Fe III].

Львовский государственный
университет

ON THE ANISOTROPY OF CRAB NEBULA SYNCHROTRON L_c-EMISSION

V. V. GOLOVATY

Values of spectral index α of Crab Nebula synchrotron L_c-emission are determined on spectra of 39 filaments. The significant difference of these values is derived and investigated. This difference is shown to be real and give evidence of anisotropy of nebulae synchrotron L_c-spectra.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Головатый, В. И. Проник, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 44, 33, 1971.
2. В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый, Письма в Астрон. ж., 12, 440, 1986.
3. H. Zanstra, Z. Astrofis., N 2, 1931.
4. С. Каплан, С. Лукельнер, Физика межзвездной среды, М., 1979.
5. L. Likkell, L. Aller, Astrophys. J., 301, 825, 1986.
6. D. Osterbrock, Astrophysics of the Gaseous Nebulae, 1974.
7. L. Woltjer, Bull. Astron. Inst. Netherl. 14, 39, 1958.
8. K. Davidson, Astrophys. J., 220, 177, 1978.
9. K. Davidson, Astrophys. J., 228, 179, 1979.
10. J. Miller, Astrophys. J., 220, 490, 1978.
11. K. Davidson, T. Gull, S. Maran, T. Stecher, R. Fesen, R. Parise, G. Harvell, M. Kafatos, V. Trimble, Astrophys. J., 253, 696, 1982.
12. R. Fesen, R. Kirshner, Astrophys. J., 258, 1, 1982.
13. В. В. Головатый, Циркуляр астрон. обсерв. Львов. ун-та, 46, 23, 1971.

УДК: 524.4—54

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КОЛЛАПС ОДНОРОДНОГО ЗВЕЗДНОГО
СКОПЛЕНИЯ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, Л. Р. ЯНГУРАЗОВА

Поступила 25 сентября 1986

Рассматривается интегральный метод расчета динамических стадий эволюции сферически симметричных релятивистских звездных скоплений, основанный на анализе отдельных звездных траекторий и их пересечений. Рассчитан коллапс скопления с начальной однородной плотностью, начальным радиусом $r = 5 r_g$ и моментами вращения частиц J_i , не превышающими $2mcr_{gi}$. Получено, что при $N = 100$ все частицы коллапсируют в черную дыру, а при $N = 200$ две частицы остаются на далеких орбитах.

1. *Введение.* В плотных скоплениях, как и в плотных звездах, может достигаться состояние, неустойчивое относительно развития релятивистского коллапса. Быстрые звезды скопления испаряются [1, 2], а остающаяся часть скопления медленно сжимается вплоть до наступления релятивистской неустойчивости, ведущей к коллапсу [3]. Такая судьба, видимо, ожидает достаточно массивные скопления с начальным числом звезд N солнечной массы $N \sim 10^9 \div 10^{10}$ и небольшим вращательным моментом. На поздних стадиях эволюции скопления важную роль могут играть лобовые столкновения звезд, ведущие к слипанию и потере массы, а также образование сверхмассивных звезд. Для скоплений с начальными массами $\lesssim 10^7 M_\odot$ эти процессы могут препятствовать релятивистскому коллапсу [4, 5]. Не менее важным фактором, препятствующим коллапсу и ведущим к образованию звездного диска, является вращение [6—8].

В настоящей работе излагается метод исследования динамики сферически симметричных скоплений после потери устойчивости из-за релятивистских эффектов, который применяется для рассмотрения коллапса скопления однородной в начале плотности. Метод является обобщением интегрального метода, развитого для случая ньютоновской гравитации в [9] и применявшегося для исследования коллапса скоплений в [10]. Более сложный метод расчета той же проблемы в ОТО рассматривался в [11].

2. Орбиты частиц в метрике Шварцшильда. Интегральный метод исследования динамики сферических скоплений основан на рассмотрении движения каждой отдельной частицы в сферически симметричном поле тяготения остальных частиц и использовании законов сохранения для определения энергий частиц после пересечения их траекторий. При этом учитывается тот факт, что в сферически симметричном поле движение частиц определяется только внутренними массами. Это свойство сохраняется и в общей теории относительности [12].

Рассмотрим кратко свойства орбит в сферически симметричном поле тяготения с метрикой Шварцшильда, необходимые для дальнейших вычислений. В шварцшильдовой системе координат метрика вне сферически симметричного тела имеет вид:

$$ds^2 = (1 - r_g/r) c^2 dt^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2) - dr^2 / (1 - r_g/r),$$

$$r_g = 2GM/c^2, \quad (1)$$

где M — полная масса тела.

Движение частицы с полной энергией E , массой покоя m и вращательным моментом J в шварцшильдовом поле определяется уравнением [12]

$$\frac{1}{1 - r_g/r} \frac{dr}{cdt} = \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon^2 - \left(1 + \frac{\zeta^2 r^2}{r^2}\right) (1 - r_g/r)}. \quad (2)$$

Здесь:

$$\varepsilon = E/mc^2, \quad \zeta = J/mcr_g. \quad (3)$$

Для анализа орбит удобно рассматривать кривые $\varepsilon^2 = \varepsilon_0^2(r)$, которые получаются приравниванием нулю подкоренного выражения в (2) и аналогичны потенциальным кривым в нерелятивистском случае [12, 13]. В ньютоновском пределе

$$mc^2 [\varepsilon_0(r) - 1] \approx \frac{J^2}{2mr^2} - \frac{GMm}{r}, \quad (4)$$

т. е. сводится к полной потенциальной (с учетом центробежной) энергии частицы (звезды).

Различные значения ζ порождают три типа потенциальных кривых. Функция $\varepsilon^2(y)$, где $y = r_g/r$, записывается в виде:

$$\varepsilon^2(y) = (1 + \zeta^2 y^2) (1 - y) = 1 - \zeta^2 y^2 + \zeta^2 y^3 - y. \quad (5)$$

Экстремумы кривой $\varepsilon^2(y)$ определяются уравнением

$$-(\varepsilon^2)'_y = 3\zeta^2 y^2 - 2\zeta^2 y + 1 = 0 \quad (6)$$

и расположены в точках

$$y_{1,2} = \frac{1}{3} \pm \sqrt{\frac{1}{9} - \frac{1}{3\zeta^2}} \quad (7)$$

Если $\zeta^2 < 3$, то кривая $\varepsilon^2(r)$ не имеет действительных экстремумов (рис. 1a). При $3 < \zeta^2 < 4$ имеет место $\varepsilon_{\max}^2 < 1$ (рис. 1b), а при $\zeta^2 > 4$

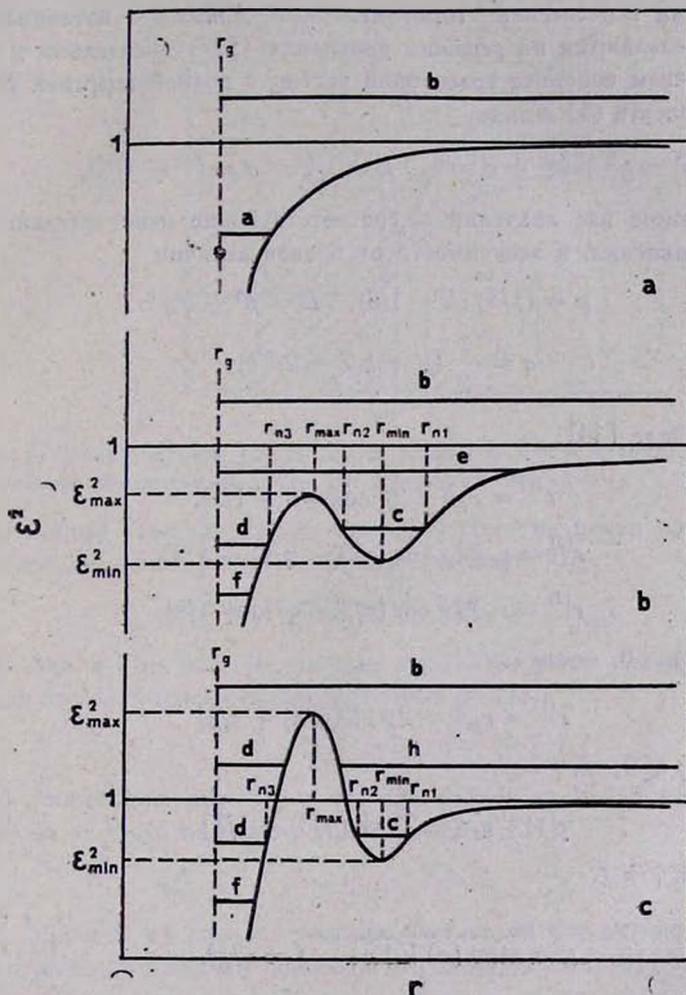


Рис. 1. Потенциальные кривые движения частиц в поле Шварцшильда.

реализуется $\varepsilon_{\max}^2 > 1$ (рис. 1c). Отметим, что $y_{\max} = y_1$ соответствует верхнему знаку в (7), а соотношение между ε_{\max}^2 и 1 определяет возможность улета частицы на бесконечность, т. к. $\varepsilon^2(r = \infty) = 1$.

Ввиду положительности радиальной кинетической энергии $E_{кин}$ и сохранения полной, движение данной частицы представляется горизонтальной прямой, расположенной выше потенциальной кривой. В экстремумах кривой $\epsilon^2(r)$ расположены круговые орбиты с $E_{кин} = 0$, неустойчивые в максимумах и устойчивые в минимумах. Когда горизонтальная прямая три раза пересекает потенциальную кривую, то возможно устойчивое движение с $r_{n_1} < r < r_{n_2}$, аналогичное движению по эллипсу в ньютоновском пределе. Точки пересечения горизонтальных прямых с потенциальными кривыми определяются из решения уравнения (5) относительно y и соответствуют точкам поворота траекторий частиц с полной энергией E .

Если записать (5) в виде:

$$y^3 - y^2 + ky + d = 0, \quad k = 1/\zeta^2, \quad d = (\epsilon^2 - 1)/\zeta^2, \quad (8)$$

то интересующие нас значения r , соответствующие действительным корням этого уравнения, в зависимости от знаков величин

$$p = (1/3)(k - 1/3), \quad D = p^3 + q^3, \quad (9)$$

$$q = \frac{1}{2}(d + k/3 - 2/27),$$

запишутся в виде [14]:

$$r^{(1)} = r_g / (-2g \cos \varphi/3 + 1/3),$$

$$r^{(2)} = r_g / [2g \cos(\pi/3 - \varphi/3) + 1/3], \quad (10)$$

$$r^{(3)} = r_g / [2g \cos(\pi/3 + \varphi/3) + 1/3]$$

при $D \leq 0$, $p < 0$, $\cos \varphi = f$.

$$r^{(1)} = r_g / [-2g \operatorname{ch}(\varphi/3) + 1/3] \quad (11)$$

при $D > 0$, $p < 0$, $\operatorname{ch} \varphi = f$.

$$r^{(1)} = r_g / [-2g \operatorname{sh}(\varphi/3) + 1/3] \quad (12)$$

при $p > 0$, $\operatorname{sh} \varphi = f$.

Здесь

$$g = \operatorname{sign}(q) \sqrt{|p|}, \quad f = q/g^3. \quad (13)$$

Можно выделить семь типов траекторий частиц в поле Шварцшильда, задаваемых прямыми a, b, c, d, e, f, h на рис. 1, см. рис. 2.

1) Линия a на рис. 1а; частица падает в центр сразу или после отражения от точки поворота, задаваемой формулой (12): $\epsilon^2 < 1$, $\zeta^2 < 3$.

2) Линия *b* на рис. 1 без точек поворота; частица либо падает в центр, либо улетает на бесконечность; $\epsilon^3 > \max\{1, \epsilon_{\max}^2\}$, ζ^2 — любое.

3) Линии *c* на рис. 1*b, c*; частица совершает финитное движение между двумя точками поворота, определяемыми в (10);

$$\epsilon_{\min}^2 < \epsilon^2 < \min\{1, \epsilon_{\max}^2\}, \quad \zeta^2 > 3, \quad r > r_{\max}.$$

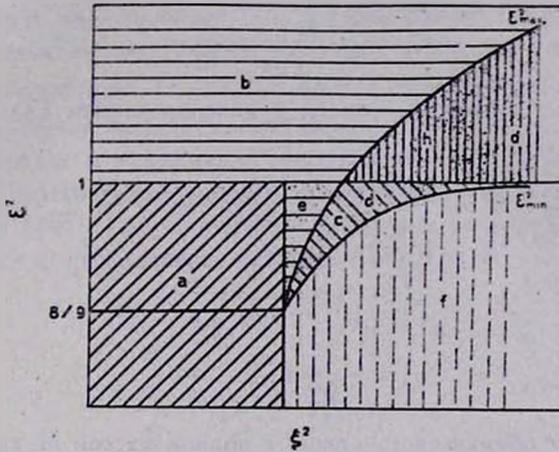


Рис. 2. Различные типы траекторий на плоскости (ϵ^2, ζ^2) ; точки в областях «с» и «h» указывают на существование там еще траекторий типа «d».

4) Линии *d* на рис. 1*b, c*; частица падает на центр сразу, или после отражения от точки поворота, определяемой в (10);

$$\epsilon_{\min}^2 < \epsilon^2 < \epsilon_{\max}^2, \quad \zeta^2 > 3, \quad r < r_{\max}.$$

5) Линия *e* на рис. 1*b*; частица падает на центр сразу, или после отражения от точки поворота, определяемой в (11);

$$\epsilon_{\max}^2 < \epsilon^2 < 1, \quad 3 < \zeta^2 < 4.$$

6) Линия *f* на рис. 1*b, c*; частица падает на центр сразу, или после отражения от точки поворота, определяемой в (11);

$$\epsilon^3 < \epsilon_{\min}^2, \quad \zeta^2 > 3.$$

7) Линия *h* на рис. 1*c*; частица улетает на бесконечность сразу, или после отражения от точки поворота, определяемой в (10);

$$1 < \epsilon^2 < \epsilon_{\max}^2, \quad \zeta^2 > 4, \quad r > r_{\max}.$$

3. О методе счета. В начальный момент задаются полные энергии E_i и угловые моменты J_i всех частиц. Траектория частицы зависит от гравитационного поля внутренних частиц, которое характеризуется величиной

$$r_{gi} = \frac{2G}{c^4} \left(m_0 c^2 + \sum_{l=1}^i E_l \right) = \frac{2G}{c^4} (M c^2 + E_i), \quad (14)$$

где M — полная масса, лежащая внутри орбиты i -ой частицы, а m_0 — масса частицы, расположенной в центре скопления. Необходимость учета самогравитации частицы объясняется ниже. Физическое значение скорости частицы v_r при движении в поле Шварцшильда есть [12]

$$v_r = \frac{1}{1 - r_g/r} \cdot \frac{dr}{dt}, \quad (15)$$

а сохраняющаяся полная энергия E , с использованием (2) и (15) запишется в виде:

$$E^2 = \frac{(m^2 c^4 + c^2 J^2 / r^2) (1 - r_g/r)}{1 - v^2/c^2};$$

$$J = \frac{r v_\varphi}{\sqrt{1 - r_g/r}} \cdot \frac{E}{c^2}; \quad (16)$$

$$v_\varphi = r \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - r_g/r} dt}.$$

Пусть вокруг сферического «тела» с полной массой M летают две частицы, каждая из которых задается сферически симметричным слоем с полной энергией E_1 и E_2 , с угловым моментом J_1 и J_2 соответственно. Если первая частица расположена внутри второй, то согласно (14):

$$r_{g1} = \frac{2G}{c^4} (M + E_1/c^2);$$

$$r_{g2} = \frac{2G}{c^4} [M + (E_1 + E_2)/c^2]. \quad (17)$$

После пересечения частицы меняются местами и первая становится наружной, а вторая — внутренней. В момент пересечения меняется гравитационное поле, действующее на каждую частицу. Значения скоростей и углового момента не меняются, а меняются их полные энергии, которые становятся равными E_1' и E_2' . Ввиду сохранения величины $E/\sqrt{1 - r_g/r}$ для каждой частицы при пересечении, получим

$$E_1' = E \sqrt{\frac{1 - r_{g1}'/r}{1 - r_{g1}/r}}, \quad r_{g1}' = \frac{2G}{c^4} \left(M + \frac{E_1' + E_2'}{c^2} \right). \quad (18)$$

Ввиду того, что пересечение частиц не должно менять внешнего гравитационного поля, имеем условие:

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2'. \quad (19)$$

Если для энергии E_2 выписать соотношение, аналогичное (18), то окажется нарушенным условие (19). Это связано с нелинейностью, присущей ОТО и делающей необходимым точный учет самогравитации, вместо приближенного в (14). Такой учет слишком усложнил бы задачу, поэтому рассматривается приближенный вариант описания пересечения, где E_1 и E_2 определяются из уравнений (18) и (19). Выбор (14) и (17) для приближенного описания самогравитации связан с тем, что он никогда не приводит к самозамыканию ($r > r_g$) в момент пересечения и позволяет рассматривать движение частиц (слоев) вблизи r_g .

Расчет состоит в нахождении последовательных по времени пересечений частиц и пересчете их параметров после каждого пересечения по формулам (18) и (19) аналогично [9, 10]. Если для радиального движения 1-ой и 2-ой частиц использовать уравнение (2) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dr_1}{dt} &= f_1(r), & r_1(t_0) &= r_{10}, \\ \frac{dr_2}{dt} &= f_2(r), & r_2(t_0) &= r_{20}, \end{aligned} \quad (20)$$

то точка пересечения R_1 и время T_1 пересечения соседних частиц определяются из уравнения:

$$T_1 = \int_{r_{10}}^{R_1} \frac{dr}{f_1(r)} = \int_{r_{20}}^{R_1} \frac{dr}{f_2(r)}. \quad (21)$$

На каждом шагу пересекаются частицы с минимальной величиной T_1 из всех возможных пересечений соседних частиц и проводится перенумерация частиц.

Таким образом, на каждом шагу возможно пересечение частицы i только с частицами $i+1$ или $i-1$. Блок-схема программы представлена на рис. 3.

Как следует из (2), интеграл в (21) имеет устранимую особенность при $r = r_{\min}$ и $r = r_{\max}$ для финитных движений и логарифмическую особенность при $r = r_g$. Последняя приводит к известному застыванию всех процессов при $r = r_g$, а наличие первых требует специального рассмотрения краевых областей при вычислении интеграла в (21) методом Гаусса.

4. *Безразмерные переменные и выбор начальной модели.* Заменой переменных

$$j = J/m_0 c R_*; \quad x = r/R_*; \quad \tau = ct/R_*, \quad x_g = r_g/R_* \quad (22)$$

с $R_* = Gm_0/c^2$ уравнение (2) сводится к безразмерному виду:

$$\frac{1}{1 - x_g/x} \frac{dx}{d\tau} = \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon^2 - (1 + j^2/x^2)(1 - x_g/x)}, \quad (23)$$

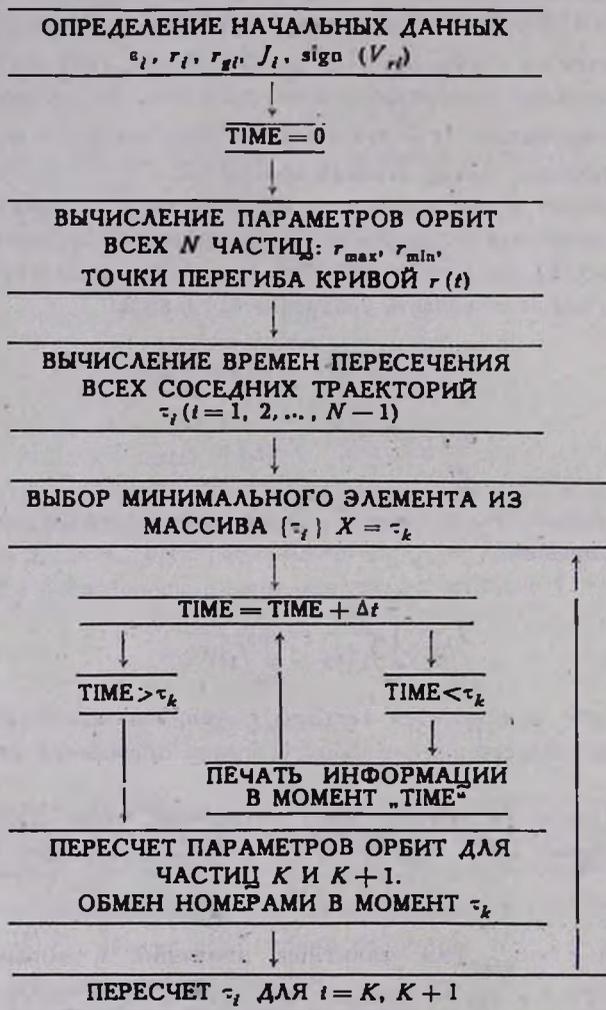


Рис. 3. Блок-схема программы.

$$x_{gi} = 2 \left(1 + \sum_{j=1}^i \varepsilon_j \right). \quad (24)$$

Здесь предполагается, что все частицы, в том числе центральные, имеют одинаковые массы m_0 .

Расчет проводился для числа частиц (оболочек) $N = 100$ и $N = 200$. Начальные энергии частиц выбирались по условию:

$$\epsilon_i = 0.9 + 0.1 \psi_i, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (25)$$

где ψ_i — равномерно распределенная на интервале (0.1) случайная величина. Вращательные моменты задавались из условия

$$i_i = x_{gi} (2 - \psi_i). \quad (26)$$

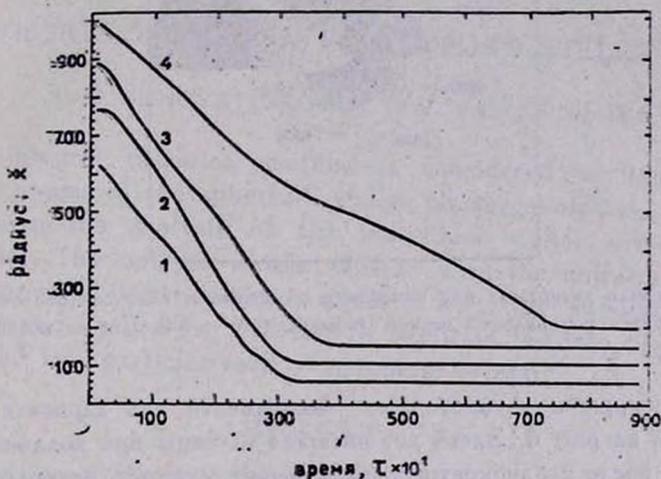


Рис. 4. Зависимость радиусов частиц (оболочек) со временем для $N = 100$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют номерам оболочек $l = 25, 50, 75, 100$.

Начальное распределение плотности предполагалось однородным и оболочки выстраивались по закону:

$$x_i = x_1 \sqrt[3]{i}, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (27)$$

Значение x_1 выбиралось из условия $x_N/x_{gN} \approx 5$, как на границе устойчивости изотермического облака [3]. При $x_N = 5x_{gN}$

$$x_1 = \frac{5 \cdot 2 \cdot 101}{\sqrt[3]{100}} \approx 218 \quad \text{для } N = 100, \quad (28)$$

$$x_1 = \frac{5 \cdot 2 \cdot 201}{\sqrt[3]{200}} \approx 344 \quad \text{для } N = 200.$$

В расчетах принималось, соответственно $x_1 = 215$ и 350 . В начальный момент все частицы движутся к центру.

5. *Результаты расчетов.* Результаты расчетов в безразмерных переменных (22) даны на рис. 4, 5. Зависимость радиусов отдельных слоев от времени дана на рис. 4, а верная диаграмма изменения структуры скопления со временем — на рис. 5. В варианте с $N = 100$ все частицы скопления в

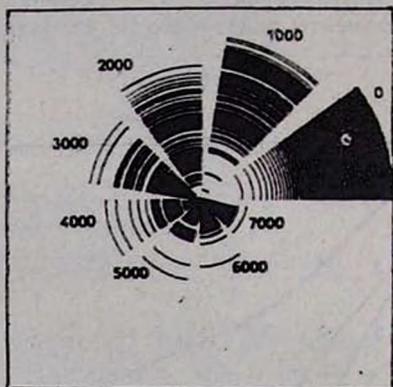


Рис. 5. Верная диаграмма для изменения со временем радиусов оболочек и гравитационного радиуса центральной черной дыры для $N = 100$. Цифры обозначают безразмерное время τ .

итоге коллапсируют. Аналогичные зависимости для варианта $N = 200$ представлены на рис. 6. Здесь две внешние частицы при коллапсе остальной системы после неоднократных пересечений остаются на удаленных ор-

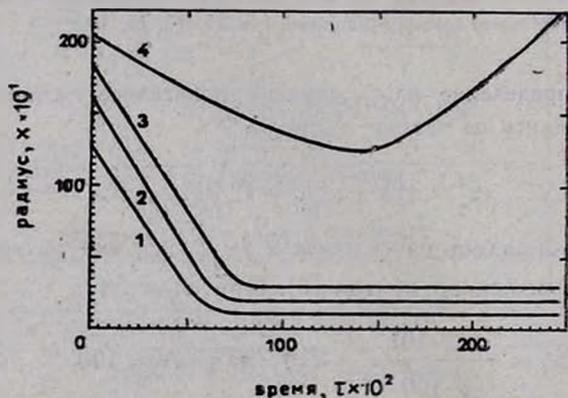


Рис. 6. Зависимость радиусов частиц (оболочек) со временем для $N = 200$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют номерам оболочек $i = 50, 100, 150, 200$.

битах, перигелий которых приблизительно в два раза превышает начальный радиус системы. Отметим, что в аналогичных расчетах [15, 16] для

других начальных условий происходил коллапс всего скопления. Очевидно, что важнейшее значение для результатов коллапса играют начальные условия. Расчеты с другими начальными условиями, соответствующими равновесным скоплениям на границе устойчивости из [3, 17], предполагается провести в ближайшее время.

Институт космических
исследований АН СССР

RELATIVISTIC COLLAPSE OF THE UNIFORM STELLAR CLUSTER:

G. S. BISNOVATYI-KOGAN, L. R. YANGURAZOVA

An integral numerical method is considered for calculating the dynamical stages of the spherical stellar cluster evolution. The method is based upon the analysis of the individual stellar orbits and their intersections. The collapse of the cluster with the uniform initial density is computed, initial radius is equal to $5 r_g$, the angular momentum does not exceed $2 mcr_g$. For $N=100$ all particles fall into black hole and for $N=200$ two particles remain in remote orbits.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, 22, 19, 1938.
2. L. Spitzer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 100, 396, 1940.
3. Я. Б. Зельдович, М. А. Подурец, Астрон. ж., 42, 963, 1965.
4. Г. С. Бисноватый-Коган, Письма в Астрон. ж., 4, 130, 1978.
5. A. P. Lightman, S. L. Shapiro, Rev. Mod. Phys., 50, 437, 1978.
6. Т. А. Атекли, Астрон. ж., 35, 26, 1958.
7. L. Spitzer, W. C. Saslaw, Astrophys. J., 143, 400, 1966.
8. М. М. Романова, Астрон. ж., 61, 252, 1984.
9. Л. Р. Янгуразова, Инф. Бюл. ГосФАП, № 5 (43), 1981.
10. L. R. Yangurazova, G. S. Bisnovatyi-Kogan, Astrophys. and Space Sci., 100, 319, 1984.
11. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Astrophys. J., 298, 34, 1985.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
14. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, Справочник по математике, Наука, М., 1967.
15. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Astrophys. J., 298, 58, 1985.
16. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Astrophys. J., 307, 575, 1986.
17. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 5, 223, 1969.

УДК: 524.7:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ VV 242

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 16 декабря 1986

Принята к печати 20 апреля 1987

Приведены результаты детальной *UBV*-фотометрии взаимодействующей системы VV 242 (NGC 7253 a, b). Определены стандартные фотометрические параметры галактик: интегральные видимые и абсолютные звездные величины, показатели цвета и некоторые другие. Приведены распределения поверхностной яркости галактик в разных цветовых полосах, распределение цвета *B-V* по системе. Показано, что рассматриваемые галактики являются гигантскими спиральными галактиками типа Sbc—Sc или SBbc—SBc. Все основные наблюдаемые особенности системы (деформация внешних областей галактик, некомпланарность их структуры, наличие сверхассоциаций) могут быть связаны с приливным взаимодействием членов системы.

1. *Введение.* Детальное исследование взаимодействующих галактик представляет значительный интерес как с точки зрения физики галактик, так и с точки зрения понимания природы активности их ядер.

В Морфологическом каталоге галактик [1] кратко описаны 1852 взаимодействующие системы, из которых в настоящее время изучено лишь несколько процентов. Неполнота наблюдательного материала, а также необычайное многообразие и сложность проявлений взаимного влияния галактик друг на друга затрудняют выявление каких-либо статистических закономерностей, однако изучение взаимодействующих систем уже привело к ряду интересных результатов. Отметим, например, следующие: члены взаимодействующих систем являются по преимуществу гигантскими по светимостям, массам и размерам галактиками; среди взаимодействующих систем повышена доля галактик с радиоизлучением, с ИК- и УФ-избытками, с эмиссионными линиями и активными ядрами.

В настоящей статье в рамках проводимой в АО ЛГУ программы исследования пекулярных галактик приводятся результаты детального фотометрического исследования взаимодействующей системы VV 242.

2. *Предварительные сведения о VV 242.* Снимок двойной системы VV 242 (NGC 7253a, b, Agr 278, Holm 790, CPG 566) приведен на рис. 1.

Обе галактики видны практически с ребра. Главная галактика системы (NGC 7253a) имеет правильное вытянутое тело, от северо-западного конца которого под углом отходит широкая ветвь. Вдоль SW края галактики тянется светлая полоса. Вторая галактика системы более аморфна. Обе галактики окружены слабой диффузной оболочкой.

Согласно [2] галактоцентрические лучевые скорости компонентов системы равны: 4900 км/с для NGC 7253a и 4781 км/с для NGC 7253b, по [3] соответствующие значения составляют 4994 км/с и 4768 км/с. В спектре NGC 7253a отмечено присутствие эмиссионных линий [2, 3]. (Приведенные в [4] сведения о лучевой скорости, ширинах линий и радиопотоке относятся не к рассматриваемой системе, а к VV 261).

Предварительное фотометрическое исследование NGC 7253a было произведено в [5]. В этой работе было показано, что NGC 7253a является гигантской спиральной галактикой, в фотометрической структуре которой выделяются ядро и два гигантских комплекса H II, расположенных примерно симметрично относительно ядра. Область максимального покраснения под углом пересекает тело галактики и лишь частично совпадает со светлой полосой, которая, вероятно, является просветом между галактикой и расположенным южнее волокном.

3. *Наблюдения и обработка.* Наблюдательный материал был получен в августе 1981 г. в прямом фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории (1:4, масштаб снимков 21."7/мм). Сведения о пластинках приведены в табл. 1, где в первом столбце — дата наблюдений, во вто-

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Дата	N	Фильтр	Эмульсия	Экспозиция	θ''	Фов/□"
26/27.08.1981	1707	УФС1	103a-O	45 ^m	2.5	20 ^m 30
26/27	1708	УФС1	103a-O	45	2.5	20.25
20/21	1698	BC8	103a-O	23	2	21.77
24/25	1700	BC8	103a-O	30	3	—
24/25	1701	BC8	103a-O	30	3	21.48
27/28	1713	ЖС17	103a-D	40	3	20.73
27/28	1714	ЖС17	103a-D	40	4	20.70

ром — номер пластинки в соответствии с нумерацией стеклотеки БАО и далее: фильтр, тип эмульсии, продолжительность экспозиции, качество изображения.

Калибровка производилась по маркам трубчатого фотометра. Для стандартизации фотографических данных на 48-см телескопе АЭТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ одновременно с получением снимков были

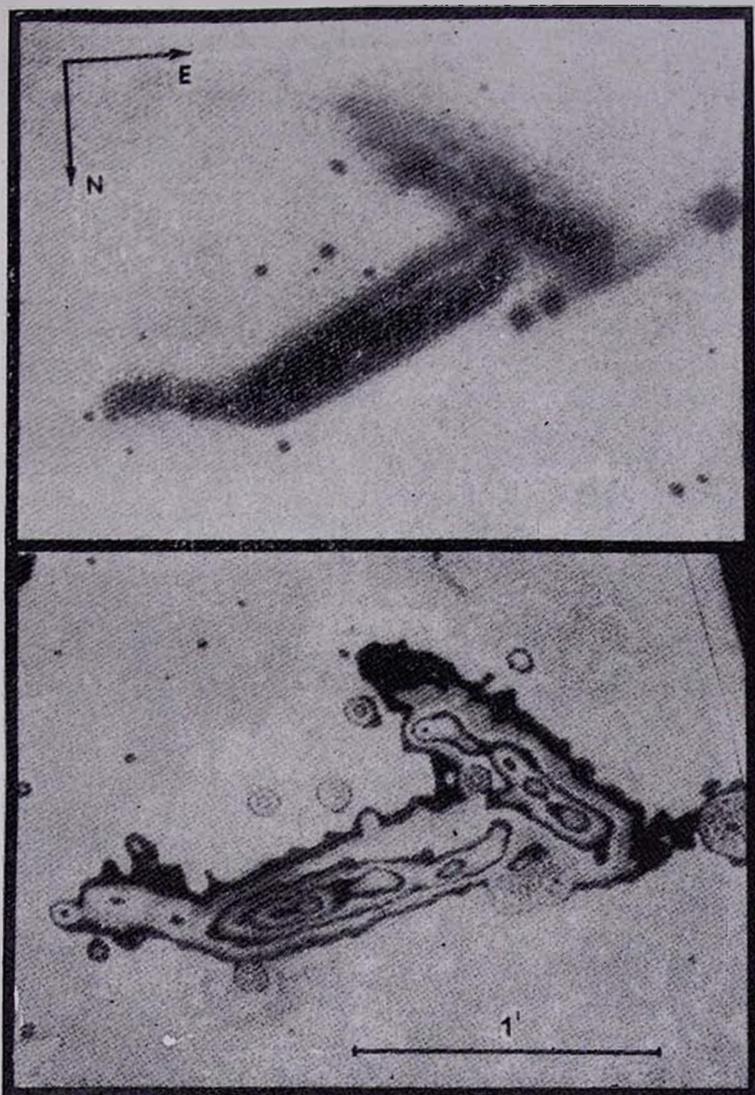


Рис. 1. Вверху — репродукция снимка VV 242 из «Атласа пекулярных галактик» Арпа. Внизу — изоденсы системы с шагом $0.05D$, полученные по сглаженному при помощи цифровой фильтрации снимку в цветовой полосе V .

К ст. В. П. Решетникова

произведены фотоэлектрические оценки яркости фона неба вблизи от VV 242. Яркость фона определялась дифференциальным методом относительно близкой стандартной звезды BD + 28°4337 [6]. Подробно методика стандартизации по фотоэлектрическим оценкам яркости фона неба описана в [7]. В последнем столбце табл. 1 приведены усредненные за время экспозиции оценки яркости фона*. Согласно [8] инструментальная система 2.6-метрового телескопа близка к стандартной, так что вводить за нее поправки не было необходимости.

Пластинки были записаны на магнитную ленту на микрофотометре AMD CAO АН СССР. Размер измерительной диафрагмы составлял 20×20 мкм (0.4×0.4), шаг по сканам и отсчетам — 20 мкм, размер записанного участка — 512×512 . Дальнейшая обработка производилась в АО ЛГУ при помощи комплекса программ для обработки фотографических наблюдений протяженных объектов [9]. Обработка включала следующие основные этапы: сглаживание шумов исходных изображений при помощи винеровской фильтрации; полиномиальная аппроксимация фона на пластинках; сложение изображений, полученных в одной цветовой полосе; вычисление показателей цвета, интегральных звездных величин (подробное описание процедуры обработки и используемых алгоритмов см. в [9]).

4. *Результаты и обсуждение.* а) *Интегральные характеристики VV 242.* На рис. 2 и 3 приведены распределения поверхностной яркости VV 242 в цветовых полосах *B* и *V*, дающие представление об общей фотометрической структуре. Обе галактики показывают сложное строение, видны многочисленные конденсации. В NGC 7253a отчетливо выделяется выступающая над плоскостью галактики ядерная линза, в NGC 7253b по центральному положению и цветовым характеристикам в качестве ядра можно подозревать конденсацию № 12 (см. табл. 4).

Асимптотические интегральные видимые звездные величины галактик в цветовой полосе *B* составляют 14.22 и 14.81 (проецирующиеся звезды исключены). Для нахождения абсолютных светимостей эти величины должны быть исправлены за поглощение в Галактике и за внутреннее поглощение (*K*-поправка для VV 242 в полосе *B* не превосходит 0.05 [10] и поэтому ввиду ее малости, а также зависимости от морфологического типа она не учитывалась). Для поглощения в Галактике согласно [11] были приняты значения $A_B = 0.64$, $E_{B-V} = 0.16$ и $E_{U-B} = 0.12$.

* Следует обратить внимание на то, что приводимые в табл. 1 и используемые для стандартизации оценки яркости фона не являются абсолютными, а на величину поглощения в атмосфере, т. е. примерно на 0.5 зв. вел., ярче истинного фона неба во время наблюдений.

Поправка за наклон рассчитывалась по формулам $\Delta A_B(i) = 0.7 \lg \sec i$ [12] и $\cos^2 i = (q^2 - q_0^2)/(1 - q_0^2)$, где q — наблюдаемое сжатие галактики, q_0 — истинное. Из-за частичного контакта исследуемых галактик и деформации их внешних частей наблюдаемые сжатия можно оценить лишь весьма приближенно. В настоящей работе для обеих галактик приняты значения $q = 0.25$, $q_0 = 0.15$ и, следовательно, $i \approx 78^\circ$, $\Delta A_B(i) \approx 0.48$.

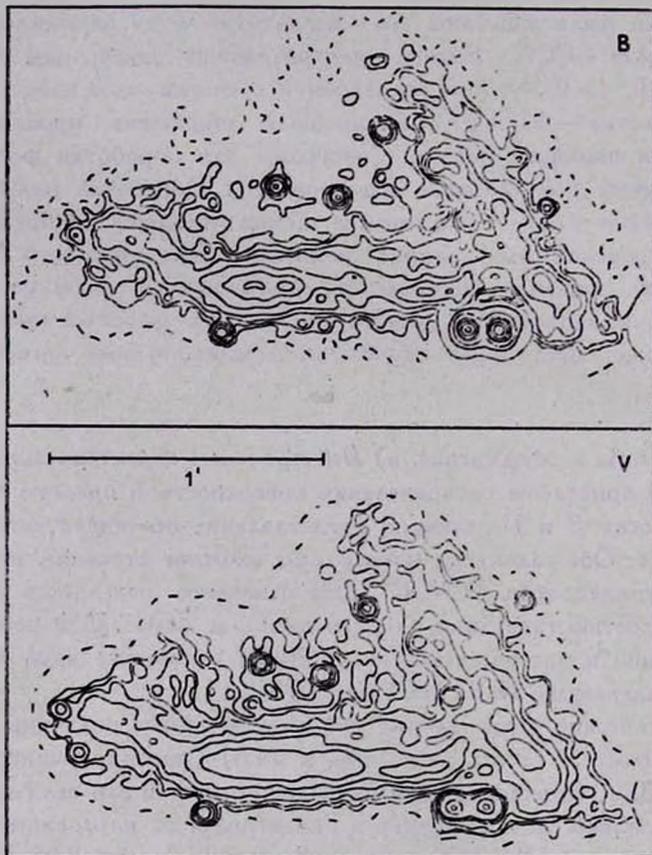


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости VV 242 в цветовых полосах B и V . Центральная непрерывная изопота в фильтре B — 21.0, последняя — 24.0; в V — 21.0 и 23.5 соответственно. Шаг по изопотам — 0.5. Пунктиром отмечена изопота 26.5.

Наблюдаемые цвета были исправлены только за поглощение в Галактике, поправка же за наклон не вносилась по следующей причине. Согласно [13] цвета зависят от наклона лишь для галактик морфологических типов Sa и Sb , для галактик более поздних типов (Sc — Sd) поправки близ-

ки к нулю. Если, например, принять, что NGC 7253a, b являются галактиками типа Sa или Sb, то по [12, 13] поправки за наклон составили бы для них $\Delta E_{B-V} = 0.13$ и $\Delta E_{U-B} = 0.25$, но с учетом этих поправок цвета галактик соответствовали бы нормальным цветам галактик типа Scd [13], для которых эти поправки должны быть малы. Отметим также, что когда исследуемые галактики видны практически с ребра и обладают сложной структурой (как в случае VV 242), поправки за внутреннее поглощение определяются неубверенно.

С учетом всех поправок абсолютные звездные величины галактик в полосе *B* составляют -20.95 для NGC 7253a и -20.35 для NGC 7253b (здесь и далее $H = 75$ км/с Мпк), интегральные цвета $-(B-V)_0 = +0.63$, $(U-B)_0 = +0.06$ и $(B-V)_0 = +0.71$, $(U-B)_0 = -0.04$ (в дальнейшем индекс «0» будет относиться ко всем величинам, исправленным за поглощение в Галактике). Большие оси NGC 7253a и b по изофоте $\mu_B = 23/\square''$ составляют 24 кпк (без «хвоста») и 21 кпк соответственно.

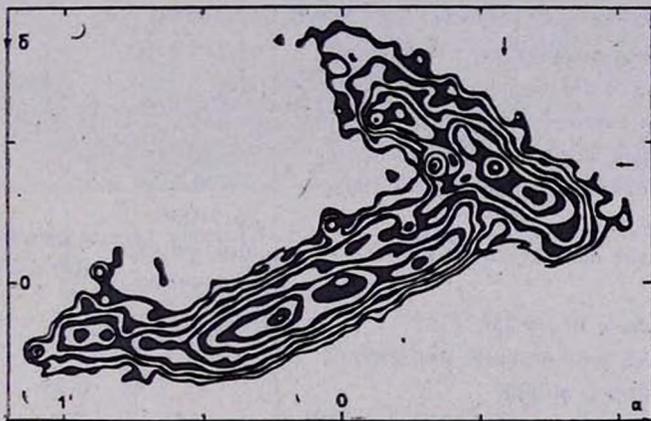


Рис. 3. Изофоты VV 242 в цветовой полосе *V*. Ярчайшая изофота соответствует 20,0, крайняя — 22,6, шаг — 0,2. Ядро галактики NGC 7253a находится в точке с координатами (0,0), положение ядра NGC 7253b отмечено стрелками.

Рис. 1, 2 и 3 показывают, что NGC 7253a во внутренней части имеет весьма правильную и регулярную структуру. Рассмотрение распределения яркости в диске этой галактики вдоль *z*-координаты на разных расстояниях от ядра показывает, что диск NGC 7253a удовлетворительно описывается в рамках модели самогравитирующего изотермического диска с распределением плотности $\rho(z) = \rho_0 \cdot \sec h^2(z/z_0)$, где $z_0 = 1.8 \pm 0.2$ кпк (для сравнения: Галактика (Sbc) $z_0 = 0.6-0.7$ кпк, NGC 4217 (Sb) — 1.7 кпк [14]).

Итоговые характеристики взаимодействующей системы VV 242 приведены в табл. 2.

б) *Морфологическая классификация галактик.* Рассмотрение рис. 1 и 2 позволяет предположить, что в случае VV 242 мы имеем дело с двумя взаимодействующими спиральными галактиками. Подтверждениями этого служат относительно правильная структура галактик во внутренних частях, наличие выраженных ядер и, предположительно, спиральных ветвей («хвост» у NGC 7253a; противоположно направленные отростки у NGC 7253b, обрисованные изофотами 23.5 и 24.0 в фильтре *B*). Об этом же свидетельствует и систематическое уменьшение показателя цвета ($B-V$)₀ от центра к периферии галактик (см. рис. 4).

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ VV 242

	NGC 7253a		NGC 7253b
α (1980.0)		22 ^h 18. ^m 5	
δ (1980.0)		+29° 18'	
Галактоцентрическая скорость, V_0 (км/с)	4900 (4994)		4781 (4768)
Интегральная видимая зв. величина, B	14.22 ± 0.04		14.81 ± 0.04
Галактическое поглощение, A_B		0.64	
Внутреннее поглощение, $\Delta A_B(t)$		0.48:	
Исправленная видимая зв. величина, B_0	13.10		13.69
Исправленная абсолютная зв. вел., M_B	-20.95		-20.35
Светимость, L_B (в L_\odot)	3.7 · 10 ¹⁰		2.2 · 10 ¹⁰
Интегральные показатели цвета, $(B-V)_0$	+0.63 ± 0.07		+0.71 ± 0.07
$(U-B)_0$	+0.06 ± 0.09		-0.04 ± 0.09
Большая ось, a ($\mu_B = 23/\square''$)	75'' (23.6 кпк)		66'' (20.8 кпк)
Позиционный угол большой оси (1980.0)	112°		62°
Среднее сжатие, $q = b/a$		0.25:	
Наклон плоскости галактики, i ($q_0 = 0.15$)		78°:	
Расстояние между ядрами галактик, X		41'' (13 кпк)	

Интегральные цвета NGC 7253a, b в пределах ошибок совпадают с нормальными цветами галактик типа Sbc ($t = 4$): $B-V = +0.65$ и $U-B = +0.04$ [13]. Следовательно, с учетом возможного искажения цветов вследствие внутреннего поглощения, можно предположить, что члены VV 242 являются галактиками типа Sbc—Sc ($t = 4-5$).

Предлагаемая классификация подтверждается также тем, что для галактик системы отношение γ светимости ядерной области (см. табл. 4) к интегральной светимости соответствует согласно [15] спиральным галактикам позднее Sb ($\lg \gamma = -1.3$ и -1.8).

Детальное спектральное изучение VV 242 не проводилось, и в этой связи интерес представляют полученные Тиффтом [2] оценки лучевых ско-

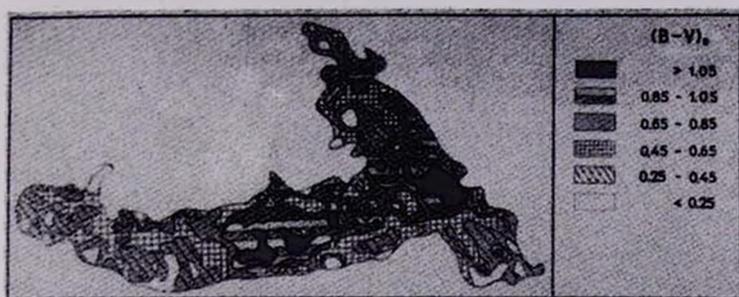


Рис. 4. Распределение цвета $(B-V)_0$ по галактикам системы (рисунок ограничен изоботой 23.5 в B).

К ст. В. П. Решетникова

ростей в пяти точках по NGC 7253a (см. табл. 3). Как видно из этой таблицы, значение скорости — 363 км/с резко отличается от других и почти в два раза превышает максимальные скорости вращения спиральных галактик, которые для $t = 4-5$ составляют 214 и 185 км/с соответственно [16]. Если не считать значение скорости в этой точке ошибкой, объяснением ему служит, по-видимому, то, что оно не относится к диску галактики.

Таблица 3
КРИВАЯ ВРАЩЕНИЯ NGC 7253a

r		V ₀ (r) км/с	ΔV ₀ (r) км/с
сек. дуги	кпк		
20.8	6.6 SE	4560	-363
10.5	3.3	4874	-49
0.0	0.0	4923	0
16.2	5.1	5045	+122
25.1	7.9 NW	5096	+173

При позиционном угле спектрограммы 116° точка, в которой получено это значение лучевой скорости, лежит южнее конденсаций № 9 и 10 (см. табл. 4), в районе светлой полосы (см. рис. 1). Столь большое значение скорости в этой точке свидетельствует о значительных некруговых движениях излучающего газа в этом районе над диском галактики. Остальные значения V₀ (r) из табл. 3, являющиеся типичными для спиральных галактик, лежат почти на прямой линии и, следовательно, относятся к области твердотельного вращения. Тогда в пределах этой области (r=7.9 кпк) масса NGC 7253a составляет $M = G^{-1} \cdot V_0^2(r) \cdot r \approx 6 \cdot 10^{10} m_{\odot}$. Грубую оценку полной массы системы VV 242 можно сделать по формуле $M_t = (32/3\pi) \cdot G^{-1} X y^2$, где X — проекция линейного расстояния между членами пары, y — разность лучевых скоростей галактик. Используя результаты Тиффта и Караченцева [2, 3], получаем $M_t = (1.5 - 5.3) \times 10^{11} m_{\odot}$. Следовательно, для NGC 7253a $M/L_{B_c} > 1.5$, для системы в целом $M/L_{B_c} = (2.5-9)$ солнечных единиц. Сделанные выше оценки согласуются с представлением о том, что NGC 7253a, b — гигантские спиральные галактики поздних типов.

Суммируя все вышесказанное, можно сделать вывод, что члены взаимодействующей системы VV 242 являются гигантскими спиральными галактиками типа Sbc—Sc или SBbc—SBc.

в) Гигантские области H II (сверхассоциации). Как уже отмечалось, в структуре изучаемых галактик выделяются многочисленные яркие конденсации. Параметры этих конденсаций приведены в табл. 4, где N⁰ — но-

мер в порядке увеличения a ; $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ — разности координат в угловых секундах от ядра NGC 7253a (см. рис. 3); B_0 — интегральная видимая звездная величина в полосе B ; $(B-V)_0$, $(U-B)_0$ — показатели цвета; \bar{m}_{B_0} — средняя поверхностная яркость в звездных величинах с квадратной секунды; a — большая ось в угловых секундах и кпк; M_{B_0} — интегральная абсолютная звездная величина; ν_{B_0} — изофота (зв. вел. с кв. сек.), до которой производилось суммирование при определении фотометрических характеристик.

Таблица 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНДЕНСАЦИЙ В VV 242

№	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	B_0	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	\bar{m}_{B_0}	a		M_{B_0}	ν_{B_0}	Примечания
							"	кпк			
1	-57	+11	18.63	+0.34	+0.21	21.6	5	1.6	-15.4	21.8	
2	-51	+11	18.21	+0.15	+0.08	21.5	5	1.6	-15.8	21.8	
3	-42	+13	19.24	+0.47	-0.45	21.8	4	1.3	-14.8	22.0	
4	-37	+13	18.19	+0.16	+0.37	21.6	6	1.9	-15.8	21.8	
5	-20	+10	16.95	+0.30	+0.29	20.4	9	2.8	-17.1	20.6	
6	-14	+7	17.60	+0.71	+0.28	20.4	6	1.9	-16.4	20.6	
7	0	0	16.92	+0.94	+0.07	21.4	16	5.0	-17.1	21.7	ядро А
8	+13	-36	18.02	+0.31	+0.20	21.0	5	1.6	-16.0	21.2	
9	+17	-4	18.37	+0.52	-0.34	20.9	6	1.9	-15.6	21.0	
10	+23	-8	18.81	+0.58	+0.03	20.9	6	1.9	-15.2	21.0	
11	+27	-30	18.04	+0.63	+0.05	21.3	9	2.8	-16.0	21.5	двойная?
12	+33	-25	18.64	+1.42	+0.14	21.7	6	1.9	-15.4	21.9	ядро В
13	+42	-18	16.86	+0.50	+0.15	21.0	12	3.8	-17.2	21.3	двойная?

Светимости конденсаций, их цветовые характеристики и размеры (соответствующие медианные значения: $M_{B_0} = -15.8$, $(B-V)_0 = +0.47$, $(U-B)_0 = +0.15$ и $a = 1.9$ кпк) позволяют предположить, что они являются гигантскими областями Н II (сверхассоциациями) [17]. Несколько более красные цвета сверхассоциаций, чем получено в [17], свидетельствуют о значительном внутреннем поглощении в исследуемых галактиках. Поглощение неоднородно — с приближением к ядерным областям галактик цвет $B-V$ сверхассоциаций в среднем увеличивается. Если не рассматривать центральные, наиболее покрасневшие сверхассоциации, то обнаруживается слабая корреляция между цветом $B-V$ и видимой величиной (более яркие сверхассоциации являются в среднем более голубыми).

г) *Пространственная структура VV 242.* Согласно стандартным критериям определения пространственной ориентации галактик (распределения цветов и поверхностной яркости вдоль малой оси) NGC 7253а обращена к нам NE-стороной, а NGC 7253b—NW. По условиям видимости спиральных ветвей и при предположении об их отстающем характере NE-край NGC 7253b приближается, SW удаляется. В случае NGC 7253а по наблюдениям Тиффта (см. табл. 3) однозначно известно, что SE-край галактики к нам приближается, NW удаляется.

«Хвост» NGC 7253а (его длина около 9 кпк!) является, по-видимому, деформированной спиральной ветвью — об этом свидетельствуют, в частности, его цветовые характеристики и наличие в нем сверхассоциаций. Подобного типа усиление одной из спиральных ветвей и ее выход из плоскости галактики вследствие приливного взаимодействия уже отмечались в работах, посвященных моделированию приливного взаимодействия (см., например, [18]).

Как было отмечено в [5], детальное рассмотрение распределения цвета $B-V$ по NGC 7253а показывает, что область максимального покраснения лишь частично, на самом SE-краю галактики, совпадает с ясно видимой на рис. 1 светлой полосой, а затем под углом ($25-30$)° пересекает плоскость галактики. Обширный район покраснения находится рядом с ядром и северо-восточнее его. Избытки цвета $B-V$ в этих областях достигают $+1.0$ (см. рис. 3 и 4 в [5]) и, следовательно, они могут быть связаны с поглощением пылью. Большая же часть светлой полосы, тянущейся от SE-края галактики почти до NW-края (это хорошо заметно на непередержанных снимках галактики), вероятно, не связана с пылью, а является просветом между телом галактики и расположенным южнее волокном.

Приведенные выше соображения о природе светлой полосы косвенно подтверждаются результатами поляризационных наблюдений NGC 7253а. (Наблюдения были выполнены в 1982—83 гг. на телескопе АЗТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ с диафрагмой 26."7, без фильтра, по методике, описанной в [19]). В точке с координатами $\Delta\alpha = +11''$, $\Delta\delta = -11''$ (см. рис. 3) получена оценка поляризации $p = (0.9 \pm 0.45)\%$, $\theta = (48 \pm 15)^\circ$. Следовательно, в районе светлой полосы отсутствует (по крайней мере она меньше 1.5%) значимая поляризация с направлением, близким к направлению полосы, что можно было бы ожидать в случае ее пылевой природы.

Само же волокно к югу от светлой полосы представляет собой, по-видимому, видоизмененную спиральную ветвь, принадлежащую NGC 7253а или NGC 7253b. Причем, по условиям видимости ветви и с учетом уярчения ее SE-конца напротив ядра NGC 7253b, более естественным представляется второй вариант. Качественно кажется возможным, что при медленном сближении галактик в картинной плоскости спиральные ветви («хвост» у NGC 7253а и волокно от NGC 7253b) вследствие приливного

взаимодействия вышли из плоскостей родительских галактик и развернулись в сторону возмущающего компонента. При дальнейшем сближении галактик не исключено их слияние.

5. *Заключение.* VV 242 — представляющий большой интерес случай взаимодействия двух гигантских галактик типа Sbc—Sc или SBbc—Sbc. Все наблюдаемые особенности системы (диффузное вещество между плоскостями галактик, деформация их внешних областей, некомпланарность структуры, наличие гигантских комплексов H II) связаны, по-видимому, с приливным взаимодействием ее членов. Однако многие вопросы, связанные с VV 242, например, пространственная структура и внутренняя динамика галактик, остались невыясненными. Несомненно, необходимо дальнейшее (особенно детальное спектральное) изучение этой системы.

В заключение автор выражает благодарность руководству Бюраканской астрофизической обсерватории за предоставление времени на 2.6-метровом телескопе, А. С. Амирханяну и В. А. Яковлевой за большую помощь в наблюдениях, Ю. П. Коровяковскому за содействие при записи пластинок, В. В. Макарову за помощь в обработке и В. А. Гаген-Торну за полезные замечания.

Ленинградский государственный
университет

THE PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE INTERACTING SYSTEM VV 242

V. P. RESHETNIKOV

The results of detailed UBV-photometry of the interacting system VV 242 (NGC 7253 a, b) are presented. The standard photometric parameters are determined: the total and absolute magnitudes, colour indices and others. The distribution of the surface brightness in various colour bands, the distribution of the colour $B-V$ are given. The galaxies under consideration are shown to be spirals of morphological types Sbc-Sc or SBbc-Sbc. All the observational features of the system (deformation of the outlying regions, non-coplanarity of its structure, superassociations) may be connected with the tidal interaction between galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, МГУ, М., 1962—1974.
2. W. G. Tifft, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 50, 319, 1982.

3. *I. D. Karachentsev*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 44, 137, 1980.
4. *B. A. Vorontsov-Veljaminov*, *Astron. and Astrophys.*, 28, 5, 1977.
5. *В. П. Решетников, Л. А. Винникова*, *Вестн. ЛГУ*, № 19, 90, 1984.
6. *O. J. Eggen*, *Roy. Observ. Bull.*, N 137, 165, 1968.
7. *И. И. Попов*, *Тр. АО ЛГУ*, 39, 73, 1984.
8. *А. С. Амирханян, И. И. Попов*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 52, 89, 1980.
9. *В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева*, *Тр. АО ЛГУ*, 41, 112, 1987.
10. *W. Pense*, *Astrophys. J.*, 203, 39, 1976.
11. *А. С. Шаров*, *Астрон. ж.*, 40, 900, 1963.
12. *J. Heidmann, N. Heidmann, G. de Vaucouleurs*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 75, 85, 1972.
13. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 77, 1, 1972.
14. *P. C. van der Kruit, L. Searle*, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
15. *M. Yoshizawa, K. Wakamatsu*, *Astron. and Astrophys.*, 44, 363, 1975.
16. *А. В. Засов, Г. А. Кязумов*, *Астрон. ж.*, 60, 656, 1983.
17. *Р. К. Шахбазян*, *Астрофизика*, 6, 367, 1970.
18. *А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский*, *Изв. САО*, 16, 116, 1982.
19. *В. А. Газен-Торн, Н. В. Вошинников*, *Астрофизика*, 13, 569, 1977.

УДК: 524.45 Марк 277

МАРКАРЯН 277—ИРРЕГУЛЯРНАЯ ГАЛАКТИКА СО СГУСТКАМИ

Н. К. АНДРЕАСЯН, А. Н. БУРЕНКОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 21 августа 1986

Принята к печати 20 апреля 1987

Приведены результаты денситометрического и детального спектрофотометрического изучения галактики Марк 277. Наблюдательный материал получен на телескопах «Цейсс-600» и БТА-6м САО АН СССР. В Марк 277 обнаружены четыре сгущения со спектрами, характерными для сверхассоциаций (СА). Физические условия в них соответствуют таковым в нормальных СА, а в химическом составе наблюдается дефицит тяжелых элементов. Делается заключение о том, что Марк 277 состоит из четырех сгустков, которые представляют собой H II-комплексы с дефицитом тяжелых элементов.

1. *Введение.* Галактику Марк 277 Вокулер [1] списал как тесную систему связанных компактных компонентов. Некоторые спектральные и фотометрические данные этой галактики приведены в работах [2—4]. В работе [4] отмечено также наличие двух конденсаций в ней.

Марк 277 имеет сравнительно невысокую светимость ($M_V = -17.4$) и ее можно рассматривать как огромный комплекс сверхассоциаций (СА) или гигантских H II-областей. В линии нейтрального водорода она оказалась радиоспокойной [5].

Детальное спектрофотометрическое и денситометрическое исследование Марк 277 выполнено нами впервые. В настоящей статье изложены результаты этого исследования.

2. *Наблюдения и результаты.* Прямой снимок галактики Марк 277 получен на телескопе «Цейсс-600» 25/26.05.1980 г., на эмульсии А 500 Н⁺, очувствленной в Н₂, с экспозицией 1 час. По этой фотографии построена изоденситометрическая картина галактики с помощью системы АМД в ВЦ САО АН СССР. На рис. 1 показана картина изоденсов Марк 277, которая, как видно из этого рисунка, состоит из четырех довольно отчетливо разделенных друг от друга конденсаций, обозначенных на рисунке римскими цифрами.

Размеры конденсаций Марк 277 порядка 1 кпк, а расстояния их от самой яркой соответственно равны 1.4; 1.3; 3.3 кпк, наименьшее расстояние между центрами сгущений составляет 850 пк. Все расчеты мы произвели, приняв расстояние до галактики $r = 27$ Мпк ($V_r = 2000$ км/с и $H = 75$ км/с Мпк).



Рис. 1. Изоденсы галактики Марк 277

Спектральные наблюдения проводились с двумя разными положениями щели спектрографа, показанными на рис. 2. Получены спектры всех четырех сгущений галактики Марк 277. Наблюдения выполнены на 6-м телескопе с помощью спектрографов СП-160 и UAGS в сочетании с ЭОП типа УМК-91в. Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Масштаб на спектрограммах поперек дисперсии равен примерно $17''/\text{мм}$, спектральное разрешение около 4 Å. Все спектрограммы получены без расширения.

Для калибровки спектральной чувствительности аппаратуры и учета атмосферной экстинкции на одинаковых с галактикой зенитных расстояниях наблюдались стандартные звезды Feige 92 и BD + 25°3941, спектрофотометрические данные которых приведены в работе [6].

Репродукции спектрограмм Марк 277, полученных при двух положениях дифракционной решетки и охватывающих две области спектра, показаны на рис. 3. Все спектры, как видно из этого рисунка, напоминают спектры СА с довольно сильными и узкими эмиссионными линиями. Полуширины эмиссионных линий порядка инструментальных. Существенной разницы между красными смещениями отдельных сгущений и наклона эмиссионных линий не обнаруживается, т. е. нет явных свидетельств об относительном движении сгущений или их вращении.

Значения относительных интенсивностей спектральных линий всех четырех сгущений Марк 277 приведены в табл. 2. В ней каждому из сгуще-

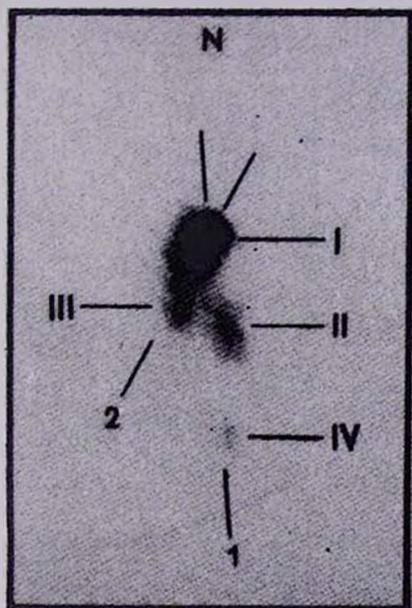


Рис. 2. Положение щели спектрографа при спектральных наблюдениях.

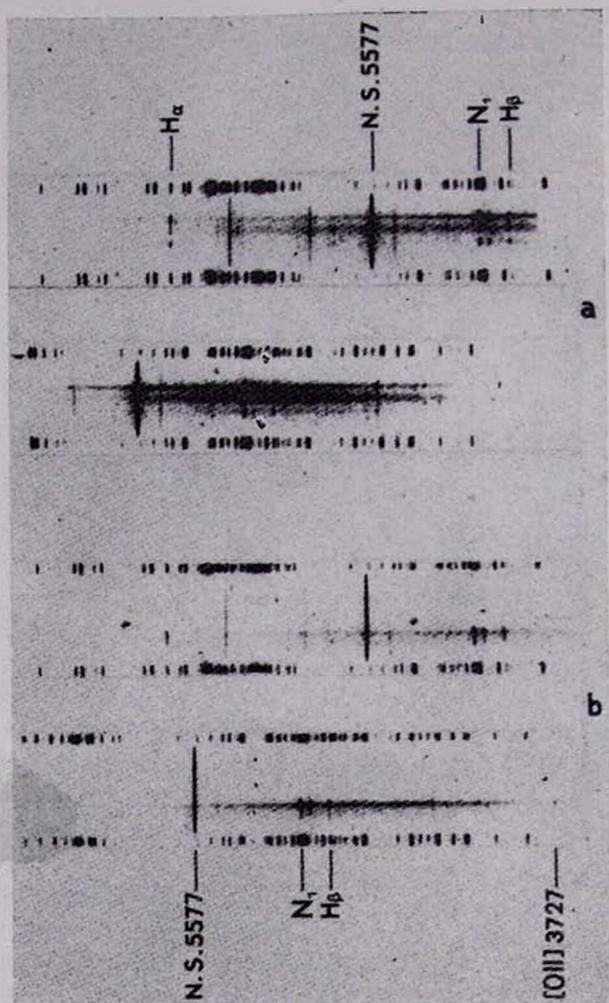


Рис. 3. Спектрограммы Марк 277, полученные: а) при положении щели спектрографа 1; б) при положении щели 2.

К ст. Н. К. Андреасян и др.

ний, I, II, III, IV, соответствуют два столбца, в первом из которых приведены наблюдаемые, а во втором исправленные за покраснение значения относительных интенсивностей.

Таблица 1

Дата	Спектр. область (Å)	D (Å/мм)	Экспоз. (мин)	Положение щели
10/11.01.1983	3700—5050	65	25	1
24/25.06.1984	4500—7000	100	10	2
"	3600—6100	100	13	2
25/26.06.1984	"	100	25	1
"	4500—7000	100	25	1

Поправки за покраснение вычислены по бальмеровскому декременту, теоретическое значение которого (случай В, $T_e = 10\,000$ К) взято из работы Броклехуста [7]. В последней строке табл. 2 приведены значения логарифмического коэффициента покраснения.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ЧЕТЫРЕХ ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 277

λ_0	Ион	I		II		III		IV	
		1	2	1	2	1	2	1	2
6731	[S II]	0.94	0.87	—	—	—	—	1.45	1.13
6717	[S II]	1.26	1.17	—	—	—	—	1.85	1.44
6563	H α	3.07	2.86	3.41	2.86	3.41	2.86	3.63	2.86
5876	He I	0.12	0.14	—	—	—	—	—	—
5907	[O III]	5.28	5.21	4.22	4.09	4.74	4.60	4.68	4.49
4959	[O III]	1.78	1.76	1.30	1.28	1.34	1.32	1.54	1.51
4861	H β	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
4471	He I	0.024:	0.025:	—	—	—	—	—	—
4340	H γ	0.44	0.45	0.44	0.47	—	—	0.42	0.46
4102	H δ	0.17:	0.18	—	—	—	—	—	—
3970	H γ + [Ne III]	0.28	—	—	—	—	—	—	—
3869	[Ne III]	0.46	0.48	—	—	—	—	—	—
3727	[O II]	2.24	2.38	1.75	2.02	0.51	0.59	0.58	0.71
C (H β)			0.10		0.22		0.22		0.30

Заслуживает внимания тот факт, что в спектрах всех четырех сгущений не обнаруживаются линии [N II] λ 6584 и 6548, которые обычно наблюдаются в спектрах сверхассоциаций.

Относительные интенсивности определены с точностью до 15%, в случаях же слабых линий ошибка может дойти до 20—30%. Двоеточием обозначены значения, для которых ошибка порядка или больше 30%.

3. *Физические условия и химический состав.* Исходя из приведенных в табл. 2 спектрофотометрических данных, можно составить представление о физических условиях в соответствующих областях, т. е. механизме ионизации и возбуждения излучающего газа, об электронной плотности и электронной температуре. В табл. 3 приведены классификационные параметры по Болдуину и др. [8], значения электронной температуры, электронной плотности, значения внутреннего поглощения, вычисленного по логарифмическому коэффициенту покраснения, и степень возбуждения для всех четырех сгущений. Влияние галактического поглощения учтено по приведенным во втором пересмотренном каталоге ярких галактик значениям A_V [1].

Значения электронной температуры определены по эмпирическому методу Пейгеля и др. [9], в котором используется связь между отношением интенсивностей линий [O III] λ 5007+4959/H β и электронной температурой. Электронная же плотность оценена по отношению интенсивностей линий [S II] λ 6717 и 6731, с использованием результатов работы Носова [10].

Таблица 3

Параметр	Области			
	I	II	III	IV
$\langle E \rangle$	-0.02	0.02	-0.04	-0.04
(3727/5007)	-0.84	-0.34	-0.93	-0.88
Электронная температура $T_e \cdot 10^{-4}$ К	0.95	0.88	0.85	0.79
Электронная плотность $N_e \cdot 10^{-2}$ см $^{-3}$	1.20	—	—	1.90
Внутреннее поглощение A^0 (зв. вел.)	0.005	0.16	0.16	0.33
Степень возбуждения $I[\text{O III}]/I[\text{O II}]$	2.19	2.02	7.79	6.32

На классификационной диаграмме Болдуина и др. [8] точки, соответствующие четырем сгущениям галактики Марк 277, располагаются в области нормальных H II-областей. По-видимому, в этих сгущениях, как и в нормальных H II-областях, действует фотоионизационный механизм излучения. Судя по тому, что степень возбуждения газа во всех четырех сгущениях невысокая, и в их спектрах не наблюдаются линии с высоким по-

тенциалом ионизации, такие, как [O III] λ 4363 или He II λ 4686, можно сказать, что эффективная температура ионизирующих звезд не превышает таковую звезд ранних спектральных классов главной последовательности.

Физические условия во всех четырех сгущениях Марк 277 примерно такие, как в нормальных H II-областях, и в таком случае можно определить химический состав этих областей, пользуясь методами, разработанными для определения химического состава H II-областей (см., например, [11]). Для первого и четвертого сгущений получена оценка электронной плотности и можно определить содержание ионов, линии которых наблюдаются в спектрах этих сгущений. Значения относительного содержания ионов приведены в табл. 4. Относительное содержание элементов, когда известно содержание ионов, можно определить по ионизационно-коррекционному методу. В тех же случаях, когда невозможно определить относительное содержание ионов, можно оценить относительное количество кислорода, пользуясь эмпирическим соотношением интенсивностей [O III] + + [O II] / H β и отношением O/H [9, 12]. В табл. 4 приведены также значения относительного содержания кислорода, нормированные к количеству водорода при H = 12. С целью сравнения в той же таблице приведены соответствующие значения для галактических H II-областей [13] и Солнца [14].

Таблица 4

**ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ В СГУЩЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ
МАРК 277**

	Области					
	I	II	III	IV	H II	Солнце
O ⁺	7.82	7.0	—	4.70		
O ⁺⁺	14.5	—	—	24.59		
Ne ⁺	4.18	—	—	—		
S ⁺	1.01	—	—	—		
He ⁺	0.065	—	—	—		
O	8.35	8.47	8.49	8.47	8.60	8.84

4. *Обсуждение результатов.* Галактика Марк 277 имеет неправильную форму и состоит из четырех сгущений, погруженных в общую оболочку и показывающих спектры, характерные для H II-областей. Размеры этих сгущений значительно превосходят среднее значение размеров H II-областей в иррегулярных галактиках — размеры сгущений в Марк 277 доходят до 1 кпк, а средний диаметр H II-областей в иррегулярных галактиках, согласно Хантер [15], составляет 180 пк. Расстояния между сгущениями также больше, чем средние расстояния между H II-областями в галактиках, составляющие примерно 300 пк [16], в то время как расстояния между сгу-

щениями Марк 277 порядка 1 кпк. По размерам, расстояниям и спектрам сгущения в Марк 277 напоминают сгущения в отмеченных Айдманом [17] галактиках со сгустками, также неправильных по морфологии.

Во всех сгущениях Марк 277 физические условия такие, как в нормальных H II-областях. В них наблюдается также характерный для областей звездообразования дефицит тяжелых элементов. В пользу этого можно рассматривать не только приведенные в табл. 4 значения относительного содержания кислорода, но и отсутствие запрещенных линий ионизованного азота. Судя по всему, здесь мы скорее имеем дело с обычными H II-областями, чем с разницей условий ионизации и возбуждения. Все вышесказанное свидетельствует о том, что объект Марк 277 представляет собой комплекс сверхассоциаций, т. е. очагов звездообразования.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

MARK 277 — CLUMPY IRREGULAR GALAXY

N. K. ANDREASIAN, A. N. BURENKOV, E. YE. KHACHIKIAN

The results of densitometry and detailed spectrophotometric investigation of the galaxy Mark 277 are given. Observational material was obtained on 6 m and "Zeiss-600" telescopes of the Special Astrophysical Observatory. Four condensations with spectrae of HII regions are discovered in Mark 277. Their physical properties are nearly the same as in normal HII regions, while they are metal deficit compared with HII regions. So, Mark 277 consists of four clumps which are metal deficit complexes of HII regions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. de Vaucouleurs*, Revised Catalogue of Bright Galaxies, Texas Univ. Press, Austin, 1976.
2. *J. P. Huchra, W. L. W. Sargent*, *Astrophys. J.*, 186, 433, 1973.
3. *М. А. Аракелян, Э. А. Дубай, В. Ф. Есипов*, *Астрофизика*, 8, 329, 1972.
4. *J. P. Huchra*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 35, 171, 1977.
5. *T. X. Thuan, G. E. Martin*, *Astrophys. J.*, 247, 823, 1981.
6. *R. P. S. Stone*, *Astrophys. J.*, 219, 767, 1977.
7. *M. Brocklehurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
8. *J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 5, 1981.

9. *B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
10. *И. В. Носов*, Астрон. циркуляр, № 1050. 1, 1979.
11. *M. Peimbert, R. Costero*, Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya, 5, 3, 1969.
12. *R. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 53, 1983.
13. *S. A. Hawley*, Astrophys J., 224, 417, 1978.
14. *A. G. W. Cameron*, Essay in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982, p. 23.
15. *D. A. Hunter*, Astrophys. J., 260, 81, 1982.
16. *E. Braunsfurth, J. V. Feitzinger*, Astron. and Astrophys., 144, 215, 1985.
17. *J. Heldmann*, Proc. of IAU Symp. N 115, Star Forming Regions, Tokyo, 1985.

УДК: 524.7—337

УСТОЙЧИВОСТЬ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ОДНОРОДНОГО СФЕРОИДА С АЗИМУТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. I

В. А. АНТОНОВ, О. А. ЖЕЛЕЗНЯК

Поступила 8 апреля 1986

Принята к печати 30 марта 1987

Исследуется влияние замороженного магнитного поля на устойчивость самогравитирующего однородного сфероида по отношению к деформации, превращающей его в трехосный эллипсоид. Показано, что азимутальное магнитное поле является стабилизирующим фактором, благодаря которому сфероид может быть устойчив при $\epsilon_1 > \epsilon_{кр} = 0.95285$.

1. *Введение.* Устойчивость однородных эллипсоидов без магнитного поля достаточно хорошо изучена [1, 2]. Напротив, мало работ, в которых учитывается влияние магнитного поля [3—5, 7]. Однако не исключено, что магнитное поле сможет сместить точку бифуркации и точку потери устойчивости. Естественно, что если при этом меняется порядок, в котором наступают различные виды неустойчивости, то это имеет важное значение для эволюции вращающейся конфигурации по тому или иному пути.

В данной работе мы имеем в виду холодные и сравнительно устойчивые самогравитирующие газовые облака типа, например, глобул или сгустков, возникших в результате фрагментации темных рукавов, включенных в более горячие газо-пылевые комплексы в галактиках. Конфигурация магнитного поля внутри облака может быть различной, но для соблюдения равновесия более благоприятен случай азимутального внутреннего поля (при продольном магнитном поле газ стремился бы растечься вдоль поля). Расширяющее действие такого внутреннего поля не обязательно разрушает конфигурацию, поскольку оно может быть уравновешено давлением внешней горячей среды.

Пренебрегаем сжимаемостью и неоднородностью газа, а закон распределения напряженности магнитного поля задаем в виде $H = H_0 \frac{R}{a}$. Здесь и далее (R, z) — цилиндрические координаты, а a и c — экваториальная и полярная полуоси изучаемой эллипсоидальной фигуры. Предположим

еще постоянство угловой скорости Ω . В такой упрощенной форме задача о равновесии конфигурации близка к классической постановке.

Внешняя среда нам нужна в сущности только как источник постоянного давления P_0 . Конкретный закон ее вращения задавать не нужно, так как эффекты инерции, равно как и самогравитацию, во внешнем пространстве отбрасываем ввиду малой плотности горячей внешней среды.

2. *Условия равновесия.* Поскольку один из рассматриваемых далее видов деформаций эллипсоида вращения превращает его в трехосный, составим сразу условие равновесия для вращающейся трехосной фигуры. Магнитное поле у нас задано как чисто внутреннее: это свойство сохранится и при деформации. Поэтому в деформированном состоянии ищем магнитное поле в виде $\vec{H} = (-\lambda a^2 y, \lambda b^2 x, 0)$ в системе координат, связанной с главными осями эллипсоида (a, b, c —его полуоси). Ограничимся случаем постоянства a, b, c во времени, что осуществляется, если предположить стационарность по отношению к системе координат, вращающейся с угловой скоростью Ω . Однако при этом, вообще говоря, остаются внутренние течения вдоль силовых линий магнитного поля. Эти течения задаем сле-

дующим образом: $\vec{v} = (-k \cdot a^2 y, kb^2 x, 0)$. Очевидно, магнитное поле при указанном течении не меняется. Используя обычные уравнения магнитной гидродинамики, должны получить связь между введенными параметрами. Отбросив производные по времени, будем иметь:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \Omega^2 \cdot x + 2\Omega \cdot v_y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}]_x \\ v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = \Omega^2 \cdot y - 2\Omega \cdot v_x - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}]_y \\ 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial U}{\partial z} \end{array} \right.$$

где P — газовое давление, U — гравитационный потенциал. Как известно, во всей внутренней области эллипсоида

$$U = -\frac{1}{2} (A^2 x^2 + B^2 y^2 + C^2 z^2) + \text{const.}$$

Учтем условия равновесия на границе

$$\frac{H^2}{8\pi} + P = P_0, \quad P = P_0 - \frac{\lambda^2 (a^4 y^2 + b^4 x^2)}{8\pi}$$

Соответственно, легко задать давление внутри фигуры в форме

$$P = P_0 - \frac{\lambda^2(b^4x^2 + a^4y^2)}{8\pi} + \Theta \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} - \frac{z^2}{c^2} \right)$$

с пока неопределенным коэффициентом Θ .

$$\left\{ \begin{aligned} k^2 a^2 b^2 + 2\Omega \cdot kb^2 + \Omega^2 - A^2 - \frac{\lambda^2 b^2}{4\pi\rho} (a^2 + b^2) &= -\frac{2\Theta}{\rho} \cdot \frac{1}{a^2} - \frac{\lambda^2 b^4}{4\pi\rho}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} k^2 a^2 b^2 + 2\Omega \cdot ka^2 + \Omega^2 - B^2 - \frac{\lambda^2 a^2}{4\pi\rho} (a^2 + b^2) &= -\frac{2\Theta}{\rho} \cdot \frac{1}{b^2} - \frac{\lambda^2 a^4}{4\pi\rho}, \end{aligned} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} -C^2 &= -\frac{2\Theta}{\rho} \cdot \frac{1}{c^2}. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Вернемся к исходной модели $a=b$, тогда (1) и (2) совпадают, а подстановка Θ из (3) дает

$$\omega^2 - A^2 - \frac{\lambda^2 a^4}{4\pi\rho} = -\frac{C^2 c^2}{a^2}, \quad (4)$$

где $\omega = ka^2 + \Omega$ (внутренняя циркуляция и вращение координатной системы для эллипсоида вращения физически неразделимы).

Выражение для коэффициентов потенциала хорошо известно [6]

$$A^2 = 2\pi G\rho abc \int_0^\infty \frac{ds}{(a^2 + s) \sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}},$$

в частности при $a=b$

$$A^2 = 2\pi G\rho \cdot a^2 \cdot c \left[-\frac{c}{a^2(a^2 - c^2)} + \frac{1}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \arccos \frac{c}{a} \right], \quad (5)$$

$$C^2 = 4\pi G\rho \left[\frac{a^2}{(a^2 - c^2)} - \frac{a^2 \cdot c}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \arccos \frac{c}{a} \right]. \quad (6)$$

Подставив (5) и (6) в (4), находим искомое условие равновесия:

$$\omega^2 = 2\pi G\rho \left[-\frac{3 \cdot c^3}{a^2 - c^2} + \frac{c(a^2 + 2c^2)}{(a^2 - c^2)^{3/2}} \arccos \frac{c}{a} \right] + \frac{H_0^2}{4\pi\rho a^2}, \quad (7)$$

где использовано максимальное значение напряженности магнитного поля $H_0 = \lambda \cdot a^3$.

Отметим, что в присутствии магнитного поля, как шарообразной, так и дискообразной фигурам соответствует ненулевая скорость вращения,

$$\omega = \frac{H_0}{a \sqrt{4\pi\rho}}.$$

Интересно, что в этих случаях скорость вращения совпадает с альвеновской.

3. Устойчивость по отношению к трехосности. Используя уравнения (1), (2), (3), можно найти класс деформаций, которые превращают исходный сфероид в трехосную фигуру. Ограничимся случаем малой деформации $a = a_0 + \varepsilon$, $b = a_0 - \varepsilon$. Оставляя в (1), (2) члены первого порядка малости, получим

$$A^2, B^2 = 2\pi G\rho a_0^2 \cdot c \left[-\frac{c}{a_0^2(a_0^2 - c^2)} + \frac{1}{(a_0^2 - c^2)^{3/2}} \arccos \frac{c}{a_0} \pm \frac{c \cdot \varepsilon}{a_0^2(a_0^2 - c^2)} \pm \frac{3}{2} \frac{c \cdot \varepsilon}{a_0(a_0^2 - c^2)^2} \mp \frac{3}{2} \frac{a_0 \cdot \varepsilon}{(a_0^2 - c^2)^{5/2}} \arccos \frac{c}{a_0} \right],$$

и далее, используя уже известное значение Θ , которое в данном приближении не меняется, имеем

$$-4\Omega k a_0 \varepsilon - 2\pi G\rho a_0^2 \cdot c \left[\frac{\varepsilon \cdot c}{a_0^3(a_0^2 - c^2)} + \frac{3c \cdot \varepsilon}{2a_0(a_0^2 - c^2)^2} - \frac{3}{2} \frac{a_0 \cdot \varepsilon}{(a_0^2 - c^2)^{5/2}} \arccos \frac{c}{a_0} \right] = \frac{2\varepsilon c^2 \cdot C^2}{a_0^3}. \quad (8)$$

Сократим общий множитель ε и опустим ненужный более индекс «0». В случае $k = 0$ (отсутствия внутреннего вращения) из (8) получается условие для точки бифуркации: она, оказывается, не зависит от магнитного поля. В общем же случае у величин $k \cdot a^2$ и Ω известна сумма ω , а также произведение из формулы (8). Так что обе эти величины можно найти из квадратного уравнения. Сфероид устойчив по отношению к колебаниям, создающим трехосность, пока значение Ω получается вещественным, т. е. $\omega^2 = (k \cdot a^2 + \Omega)^2 > 4k \cdot a^2 \Omega$, что в силу (8), после раскрытия C , эквивалентно:

$$\omega^2 > \pi G\rho c \left[-\frac{13a^2 - 10c^2}{(a^2 - c^2)^2} + \frac{3a^4 + 8a^2c^2 - 8c^4}{(a^2 - c^2)^{5/2}} \arccos \frac{c}{a} \right].$$

Наконец, используя уравнение равновесия (7), приведем условие устойчивости к виду:

$$\frac{H_0^2}{4\pi^2 G\rho^2 \cdot a^2} + \frac{c^2(7a^2 - 4c^2)}{(a^2 - c^2)^2} + \frac{c(4c^4 - a^4 - 6a^2c^2)}{(a^2 - c^2)^{5/2}} \arccos \frac{c}{a} > 0. \quad (9)$$

В граничном случае, когда теряется устойчивость, $H_0^2/4\pi^2 G\rho^2 a^2 = f(\varepsilon)$, с некоторой функцией $f(\varepsilon)$, изображенной на рис. 1. Вообще же при заданной степени сжатия магнитное поле стабилизирует конфигурацию. Если с ростом уплотнения газа эволюция идет по последовательности $a = b$, то с

магнитным полем достигается без потери устойчивости величина e , превосходящая $e_{кр} = 0.95285$, известная из теории классических фигур равновесия.

До сих пор речь шла о динамической неустойчивости. Что же касается вековой неустойчивости, связанной, например, с потерей энергии на возбуждение волн в окружающей среде, то она наступает сразу за точкой бифуркации ввиду действия тех же правил смены устойчивости, как и без магнитного поля [6].

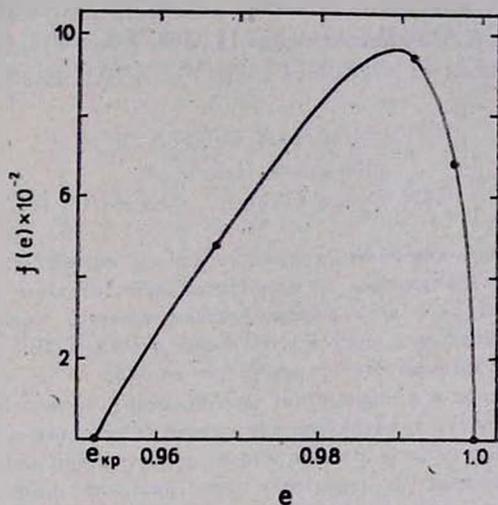


Рис. 1.

Авторы выражают признательность Г. С. Бисноватому-Когану и М. Г. Абрамяну за полезное обсуждение.

Ленинградский государственный
университет
Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE STABILITY OF SELF-GRAVITATIONAL UNIFORM SPHEROID WITH AZIMUTHAL MAGNETIC FIELD. I

V. A. ANTONOV, O. A. ZELESNYAK

The influence of secondary magnetic field on the stability of the self-gravitational uniform spheroid in respect to deformation that transforms it to three axes ellipsoid has been investigated. It has been

shown that the azimuthal magnetic field is a stabilizing factor, thanks to the fact that spheroid can be stable at $e > e_{cr} = 0.95285$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. В. А. Антонов, Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон., 10, М., 1975.
3. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрофизика, 8, 599, 1972.
4. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрофизика, 9, 401, 1973.
5. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрон. ж., 50, 996, 1973.
6. М. Ф. Субботин, Курс небесной механики, т. 3, Гостехиздат, М.—Л., 1949.
7. R. K. Kochhar, S. K. Trehan, Astrophys. J., 168, 265, 1971.

УДК: 52:537.8

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. II. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. М. АТОЯН, А. НАГАПЕТЯН

Поступила 14 мая 1986

Принята к печати 15 апреля 1987

Рассматриваются спектры электромагнитного излучения однородного источника в котором ускорение релятивистских электронов на ленгмюровской турбулентности приводит к формированию спектров максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора $\gamma_0 \sim 10^3$. Показано, что в этом случае, благодаря синхротронному излучению, в оптически тонкой области частот могут естественным образом возникать наблюдаемые от КРИ плоские радиоспектры, укрупняющиеся в области субмиллиметровых длин волн. Электромагнитное излучение при рассеянии электронов на турбулентности приводит к генерации значительного инфракрасного нетеплового излучения. Обратное комптоновское рассеяние релятивистских электронов на радио-инфракрасных фотонах приводит к генерации рентгеновского излучения. Проводится сравнение получаемых в рассматриваемой модели характеристик спектров электромагнитного излучения с наблюдениями КРИ.

1. *Введение.* В первой части данной работы [1] (далее — часть I) для объяснения наблюдаемых от внегалактических компактных радиоисточников (КРИ) спектров излучения была сформулирована модель плазменного турбулентного реактора (ПТР), приводящая к спектрам релятивистских электронов максвелловского типа

$$f(\gamma) = \frac{3n_*}{\gamma_0^3} \gamma^2 \exp[-(\gamma/\gamma_0)^3], \quad (1)$$

где n_* — плотность релятивистских электронов с характерным значением лоренц-фактора $\gamma_0 \sim 10^3$. Такая форма спектра заметно отличается от широких степенных спектров, которые обычно рассматриваются в синхротронных моделях, описывающих спектры радиоизлучения протяженных источников. В предлагаемой нами модели ПТР спектр (1) формируется самоогласованным образом при рассмотрении стохастического ускорения электронов на плазменной турбулентности и их излучательных энергетических

потерь. При этом значительная часть электромагнитного излучения в модели ПТР может выделяться в инфракрасной области частот благодаря рассеянию релятивистских электронов на ленгмюровской турбулентности (см. далее), что согласуется с наблюдениями КРИ [2—5]. Аналогично обычным синхрокомптоновским моделям, обратное комптоновское рассеяние (ОКР) фотонов субмиллиметровых и инфракрасных длин волн на релятивистских электронах приводит в свою очередь к генерации значительного рентгеновского излучения.

В данной статье мы приводим результаты аналитических оценок и численных расчетов спектров электромагнитного излучения для рассматриваемой модели ПТР в широком диапазоне частот. Все обозначения далее соответствуют тем, которые использованы в части I.

2. *Спектры радио-инфракрасного излучения.* В стационарном однородном источнике спектральную плотность энергии первичного излучения, генерируемого релятивистскими электронами в процессах синхротронного, комптоновского (на турбулентности) и тормозного рассеяний, можно записать в виде (I.17) (т. е. часть I, формула (17))

$$W(\omega) = \frac{J(\omega)}{|\Gamma(\omega)| + \frac{3C}{4R}}, \quad (2)$$

где $J(\omega) = J_s(\omega) + J_c(\omega) + J_T(\omega)$ и $\Gamma(\omega) = \Gamma_s(\omega) + \Gamma_c(\omega) + \Gamma_T(\omega)$.

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов $W(\omega)$ для четырех различных наборов исходных параметров ПТР. Как видно из приведенных кривых, рассматриваемая модель может приводить к различным формам спектров излучения в области от радио до инфракрасных частот. Так, могут возникать как часто наблюдаемые плоские формы спектров, так и спектры с локальными минимумами в субмиллиметровой области частот, которые также наблюдаются в КРИ (см., например, [6]).

Как было отмечено в части I, характерной особенностью КРИ является наличие завалов в наблюдаемых спектрах, связанное с реабсорбцией радиоизлучения в области $\omega \leq \omega_R$, соответствующей оптически непрозрачной области частот. Как следует из (2), для сферического однородного источника частота ω_R определяется из условия

$$\tau(\omega_R) = \frac{4}{3} |\Gamma(\omega_R)| \frac{R}{c} = 1. \quad (3)$$

Декремент затухания $\Gamma(\omega)$ для процессов индуцированного поглощения излучения релятивистскими частицами определяется выражением (I.5). Аналитическое выражение для затухания $\Gamma_c(\omega)$ при комптоновском рас-

сеянии на турбулентности можно легко вычислить, если учесть, что выражение в квадратных скобках в (1.7) для интенсивности $u_c(\omega, \gamma)$ меняется в узких пределах от 0.5 до 1. Заменяв его на среднее значение 0.75, получаем

$$\Gamma_c(\omega) \approx -\frac{3\pi}{16} \lambda q \frac{\omega_H^2}{\omega \gamma_0^3} \exp \left[-\left(\frac{\omega}{2\omega_p \gamma_0^2} \right)^{3/2} \right]. \quad (4)$$

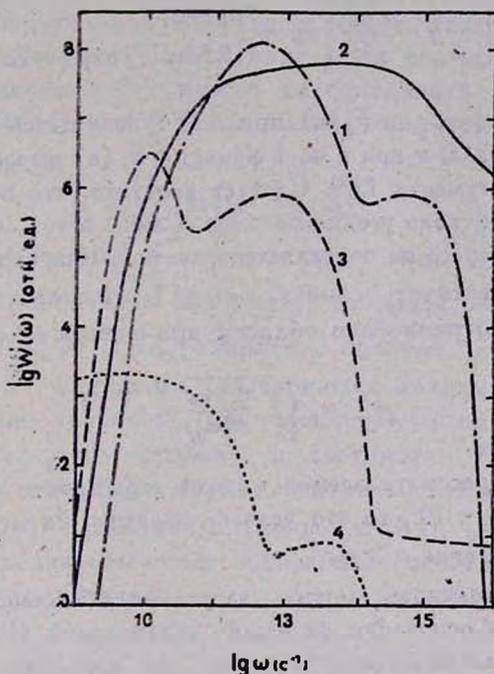


Рис. 1. Спектральная плотность энергии первичного излучения ПТР для различных исходных параметров модели: 1) $\omega_p = 10^8$, $\omega_H = 10^8$, $R = 10^{18}$, $\lambda = 10^{-4}$, $\alpha = 10^{-2}$, $q = 1$, $T = 10^8$ К; 2) $\omega_p = 10^8$, $\omega_H = 10^7$, $R = 3 \cdot 10^{17}$, $\lambda = 10^{-5}$, $\alpha = 10^{-2}$, $q = 1$, $T = 10^8$ К; 3) $\omega_p = 10^7$, $\omega_H = 10^4$, $R = 10^{18}$, $\lambda = 10^{-3}$, $\alpha = 10^{-4}$, $q = 1$, $T = 10^7$ К; 4) $\omega_p = 10^5$, $\omega_H = 10^3$, $R = 10^{21}$, $\lambda = 10^{-5}$, $\alpha = 10^{-6}$, $q = 1$, $T = 10^8$ К. Все размерные величины приведены в системе СГС.

Оценку синхротронного затухания $\Gamma_s(\omega)$ можно получить с использованием приближенного выражения (1.6) для интенсивности синхротронного излучения $u_s(\omega, \gamma)$, если учесть, что частота ω_s может быть приближенно записана в виде $\omega_s = 1,5 \omega_H \gamma^2 \sin \theta$, если $\omega > \omega_p \gamma_0$. Поскольку в рассматриваемой изотропной модели все характеристики для синхротронного процесса следует усреднить по направлениям магнитного

поля, при проведении оценок в (1.6) удобно сразу же заменить $\sin \theta$ на некоторое среднее. Выбрав в качестве такового величину $2/3$, для декремента $\Gamma_*(\omega)$ получаем оценку

$$\Gamma_*(\omega) \simeq - \left(\frac{3}{2} \right)^{4/3} \lambda \frac{\omega_H^{2/3} \omega_p^2}{(\omega \gamma_0)^{5/3}} F_1(a), \quad (5)$$

где $a \equiv \omega/\omega_H \gamma_0^2$, $\lambda \equiv n_*/n$, и

$$F_1(a) = \int_0^{\infty} y^{4/3} \exp \left[-y - \frac{a}{y^{2/3}} \right] dy \simeq \begin{cases} 0.886, & a \ll 1, \\ 1.53 a^{17/30} \exp(-2a^{3/5}), & a \geq 1. \end{cases} \quad (6)$$

Асимптотика функции $F_1(a)$ при $a \geq 1$ получается при интегрировании методом перевала, а при $a \ll 1$ функция $F_1(a)$ выражается через гамма-функцию от аргумента $13/9$. Следует заметить, что полученная оценка справедлива не для сколь угодно малых a , а лишь в той области частот, где синхротронный процесс не подавляется плазмой. Как видно из выражения (1.6), это соответствует условию $\omega/\omega_* \lesssim 1$. Используя определение ω_* (1.6а), получаем ограничение области применимости соотношения (5):

$$\omega \gtrsim \omega_p \sqrt{\gamma_0 \frac{\omega_p}{\omega_H}} \equiv \omega'. \quad (7)$$

Поскольку в рассматриваемой модели характерное отношение ω_p/ω_H обычно меньше $\gamma_0 \sim 10^3$, то это условие оказывается менее жестким, чем указанное выше условие $\omega \gtrsim \omega_p \gamma_0$.

Декремент столкновительного затухания в тепловой плазме $\Gamma_T(\omega)$ рассчитывается на основании формулы, аналогичной (1.5), соответствующей, однако, нерелятивистским частицам (см., например, [7]):

$$\Gamma_T(\omega) \simeq - \frac{\omega_p^6}{\omega^2 n \nu_T^3} = - \frac{4\pi e^2 \sqrt{m} \omega_p^4}{\omega^2 (kT)^{3/2}}, \quad (\hbar\omega \ll kT). \quad (8)$$

Покажем, что в окрестности частоты ω_R , которая для рассматриваемой модели находится в основном в области $10^9 < \omega_R < 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (см. далее), преобладающим является синхротронное затухание. Сравнение синхротронного и комптоновского затуханий при $\omega < \omega_H \gamma_0^2$ приводит к отношению

$$\frac{\Gamma_*(\omega)}{\Gamma_c(\omega)} \simeq 3 \left(\frac{\omega_H \gamma_0^2}{\omega} \right)^{2/3} \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^2 q^{-1} \gg 1. \quad (9)$$

Сравнение же с декрементом столкновительного затухания приводит к результату

$$\frac{\Gamma_s(\omega)}{\Gamma_e(\omega)} \simeq 20 \lambda_{-5} \omega_{п.6}^{2/3} \omega_{10}^{1/3} T_8^{3/2} \omega_{п.7}^{-2} \gamma_{103}^{-5/3}. \quad (10)$$

Здесь и в дальнейшем обозначения A_n означают $A/10^n$, все размерные величины измеряются в системе СГС, а температура — в градусах Кельвина. Так, $\omega_{п.7} = \omega_p/10^7 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_{0.3} = \gamma_0/10^3$, $\lambda_{-5} = \lambda/10^{-5}$, а $T_8 = T/10^8 \text{ К}$. Из (10) видно, что для рассматриваемой нами области изменения параметров ПТР можно считать $\Gamma_s(\omega) > \Gamma_T(\omega)$, и лишь при $T < 10^7 \text{ К}$ столкновительное затухание может стать существенным. Поскольку же в рассматриваемой модели мы считаем $T > 10^7 \text{ К}$ (см. часть I), то в уравнении (3) можно рассматривать лишь декремент синхротронного затухания (5). Тогда для ω_R получаем оценку (в предположении $\omega_R < \omega_H \gamma_0^2$)

$$\omega_R \simeq 3 \cdot 10^{10} (\lambda \tau_T)^{3/5} \gamma_{0.3}^{-1} \omega_{п.6}^{2/5}. \quad (11)$$

Здесь $\tau_T = \tau_T R n$ — толщина источника по томсоновскому рассеянию. Параметр $\lambda \tau_T$ нормирован на 10^{-5} , что, учитывая область изменения параметра $10^{-6} < \lambda < 10^{-3}$, коррелирует с оценкой $\tau_T \leq 1$, полученной в [8] для квазаров с широкими эмиссионными линиями.

Как видно из уравнения (2), спектральная плотность энергии излучения $W(\omega)$, а следовательно, и светимость $L(\omega) \simeq \pi R^2 c W(\omega)$ выше частоты ω_R пропорциональна спектральной мощности спонтанного излучения $J(\omega)$. Используя соотношения (1.4), (1.6), (1.7) и (1.9), нетрудно получить аналитические оценки для соответствующих $J(\omega)$. Для синхротронного излучения

$$J_s(\omega) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\lambda e^2 \omega^2 W_H}{m c^3 \omega_H} a^{1/3} F_2(a), \quad (12)$$

где

$$F_2(a) = \int_0^{\infty} y^{-2/3} \exp \left[-y - \frac{a}{y^{2/3}} \right] dy \simeq \begin{cases} 1.38, & a \ll 1. \\ 1.80 a^{1/6} \exp(-2a^{3/5}), & a \geq 1. \end{cases} \quad (12a)$$

Для турбулентного комптоновского излучения

$$J_c(\omega) = \frac{3 \lambda e^2 W_t}{4 m c^2 \gamma_0^2} \omega G \left(\frac{\omega}{2 \omega_p \gamma_0^2} \right), \quad (13)$$

где

$$G(b) = \int_{\sqrt{b}}^{\infty} e^{-y^2} dy \simeq \begin{cases} 0.89 - \sqrt{b}, & b \ll 1, \\ \frac{1}{3b} \exp(-b^{3/2}), & b \geq 1. \end{cases} \quad (13a)$$

Для излучения тепловыми электронами плазмы при $\hbar\omega \ll kT$ получаем

$$J_T(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{3e^4 n^2}{4c^3 m^{3/2} (kT)^{1/2}} \ln\left(\frac{kT}{\hbar\omega}\right). \quad (14)$$

Из сравнения приведенных аналитических выражений нетрудно убедиться, что тормозное излучение $J_T(\omega)$ в рассматриваемой модели значительно уступает как синхротронному, так и турбулентному комптоновскому процессам первичного излучения. Это подтверждается и точными численными расчетами. Из рис. 1 видно, что лишь на кривой 3 заметно уплощение спектра первичного излучения, указывающее на преобладание тормозного излучения в области $\omega > 2\omega_p \gamma_0^2$. Однако учет вторичного излучения, связанного с ОКР первичного радиоизлучения на релятивистских электронах приводит и в этой области частот к значительному перекрытию спектра тормозных фотонов.

Сравнение спектров $J_s(\omega)$ и $J_c(\omega)$ приводит к отношению

$$\frac{J_s(\omega)}{J_c(\omega)} \simeq \left(\frac{\omega_p}{\omega_H}\right)^2 q^{-1} a^{-2/3} F_2(a) G^{-1}\left(\frac{\omega_H}{2\omega_p} a\right), \quad (15)$$

где $q = W_l/W_H$. Из выражений (12а) и (13а) для функций $F_2(a)$ и $G(b)$ следует, что обе эти функции выходят на константу порядка единицы при малых аргументах $a, b \ll 1$ и убывают в области $a, b \geq 1$. Учитывая также, что в рассматриваемой модели $\omega_p \gg \omega_H$, из (15) следует, что в области частот $\omega \lesssim \omega_H \gamma_0^2$ синхротронное излучение $J_s(\omega)$ значительно превосходит турбулентное комптоновское $J_c(\omega)$. При дальнейшем увеличении ω в области $\omega_H \gamma_0^2 < \omega < \omega_p \gamma_0^2$ функция $J_s(\omega)$ падает, в то время как $J_c(\omega)$ продолжает расти. Однако, поскольку функция $F_2(a)$ падает не чисто экспоненциально, а значительно медленнее ($\propto e^{-2a^{3/5}}$), то в случае $\omega_p \lesssim 10\omega_H$ и $W_l \sim W_H$ спектр $J(\omega) = J_s(\omega) + J_c(\omega)$ достаточно плавно спадает в этой области частот (см. рис. 1). Если же $\omega_p \geq 10^2 \omega_H$, то при некоторой частоте порядка $10\omega_H \gamma_0^2$ спектры $J_s(\omega)$ и $J_c(\omega)$ сравниваются, и далее спектр излучения возрастает с увеличением частоты вплоть до $\omega \sim \omega_p \gamma_0^2$. При $\omega > \omega_p \gamma_0^2$ плотность энергии излучения резко спадает, поскольку в этой области аргумент функции G больше или порядка единицы. Таким образом, в рамках однородной модели ПТР возможно формирование спектров радио-инфракрасного излучения с локальным минимумом в субмиллиметровой области частот.

В области сантиметровых-миллиметровых длин волн плотность энергии $W(\omega)$ определяется синхротронным механизмом излучения. Используя выражения (5), (6) и (12), на основании (2) нетрудно получить для $W(\omega)$:

$$W(\omega) \simeq \frac{m}{6\pi^2 c} \gamma_0 \omega^2 \frac{F_2(\alpha)}{F_1(\alpha)}, \quad (\omega < \omega_R). \quad (16)$$

Поскольку функции F_2 и F_1 при $\alpha \ll 1$ выходят на постоянные порядка единицы, а при $\alpha > 1$ обе функции убывают, оставаясь, однако, величинами одного порядка, можно считать $W(\omega) \propto \omega^2$ независимо от того, $\omega_R > \omega_H \gamma_0^2$ либо $\omega_R < \omega_H \gamma_0^2$. Выражение (16) ограничено со стороны низких частот условием $\omega \gtrsim \omega'$, где ω' определяется из (7). При $\omega < \omega'$ спектр $W(\omega)$ укрупняется вследствие эффекта Разина-Цытовича (см. рис. 1).

Выше частоты ω_R спектр $W(\omega)$ обнаруживает различное поведение в зависимости от отношения $\omega_R/\omega_H \gamma_0^2$. Как следует из (2), (3), (6), (12) и (15), при $\omega_R \gtrsim \omega_H \gamma_0^2$ спектр радиоизлучения сразу же спадает после достижения максимума при $\omega \simeq \omega_R$. Если же $\omega_R \ll \omega_H \gamma_0^2$, то в области $\omega_R < \omega < \omega_H \gamma_0^2$ спектр является плоским и постепенно укрупняется при $\omega > \omega_H \gamma_0^2$. Из (11) находим, что плоские спектры радиоизлучения будут наблюдаться, если

$$\frac{\omega_R}{\omega_H \gamma_0^2} \simeq 3 \cdot 10^{-2} (\lambda \tau_T)^{3/5} \gamma_{0.3}^{-3} \omega_{n.6}^{-3/5} \ll 1. \quad (17)$$

В области инфракрасных-оптических частот ($\omega > \omega_p \gamma_0^2$) спектр первичного излучения спадает.

3. Генерация рентгеновского излучения в ПТР. В процессе ОКР релятивистских электронов в поле первичного излучения в рассматриваемой модели, аналогично обычным синхрокомптоновским моделям, может происходить генерация вторичного высокочастотного излучения. Усредненное по угловым переменным дифференциальное сечение ОКР релятивистского электрона с лоренц-фактором γ на фотоне ω_0 в томсоновском пределе $b \equiv 4h\omega_0\gamma/mc^2 \ll 1$ имеет вид [9]

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{2\pi r_0^2}{\omega_0 \gamma^2} \left(1 + \frac{\omega}{4\omega_0 \gamma^2} - \frac{\omega^2}{8\omega_0^2 \gamma^4} + \frac{\omega}{2\omega_0 \gamma^2} \ln \frac{\omega}{4\omega_0 \gamma^2} \right), \quad (18)$$

где $\omega \ll 4\omega_0 \gamma^2$. Основная часть энергии рассеянного излучения попадает в область частот $\omega \sim \omega_0 \gamma^2$. Выше было показано, что характерные частоты первичных квантов находятся в пределах $10^{11} \lesssim \omega_0 \lesssim 10^{15} \text{ с}^{-1}$, а характерное значение $\gamma \sim 10^3$. Поэтому вторичное излу-

чение выделяется преимущественно в области частот $10^{17} \lesssim \omega \lesssim 10^{21} \text{ с}^{-1}$, что соответствует энергиям фотонов $0.1 \text{ кэВ} \lesssim \hbar\omega \lesssim \text{мс}^2$ ($1 \text{ кэВ} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1} \hbar$). Такой сценарий генерации рентгеновского излучения полностью соответствует выводам, сделанным в [4] из анализа наблюдательных данных по инфракрасному излучению 24 квазаров, обнаруживающих значительные рентгеновские потоки.

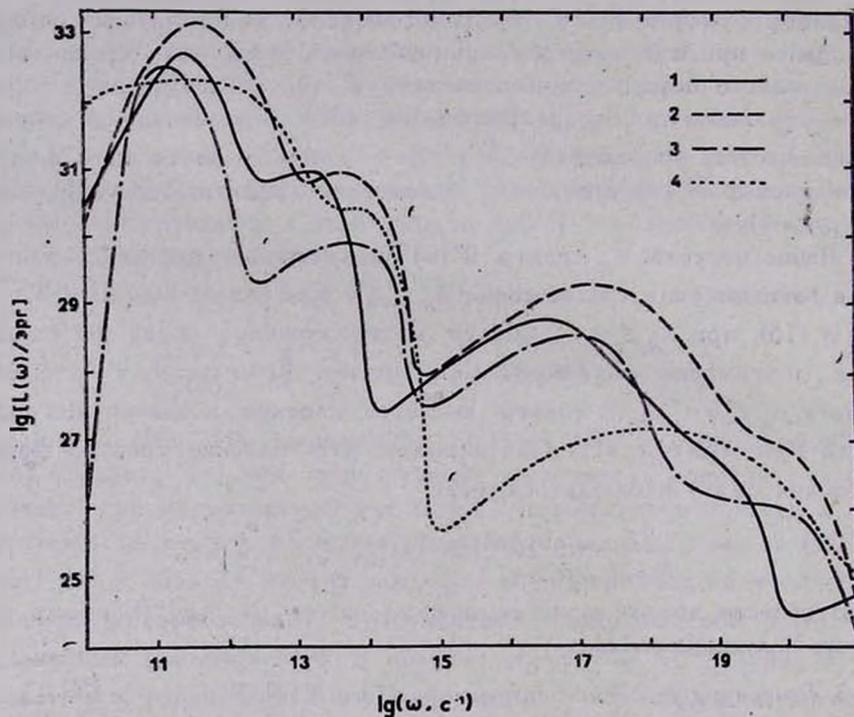


Рис. 2. Спектральные светимости для различных параметров модели ПТР: 1) $\omega_p = 10^8$, $\omega_H = 10^6$, $R = 10^{18}$, $\alpha = 10^{-4}$, $\lambda = 10^{-4}$, ($\gamma_0 = 330$); 2) $\omega_p = 10^8$, $\omega_H = 10^6$, $R = 10^{18}$, $\alpha = 10^{-2}$, $\lambda = 10^{-4}$, ($\gamma_0 = 640$); 3) $\omega_p = 10^8$, $\omega_H = 10^5$, $R = 3 \cdot 10^{18}$, $\alpha = 10^{-2}$, $\lambda = 10^{-5}$, ($\gamma_0 = 650$); 4) $\omega_p = 10^7$, $\omega_H = 3 \cdot 10^5$, $R = 3 \cdot 10^{18}$, $\alpha = 10^{-2}$, $\lambda = 10^{-4}$, ($\gamma_0 = 2500$). Во всех случаях $T = 10^8 \text{ К}$ и $q = 1$.

На рис. 2 представлены некоторые результаты численных расчетов спектров электромагнитного излучения ПТР в широком диапазоне от радио до жестких рентгеновских частот, из которых видно, что форма спектров рассеянного излучения существенно зависит от формы спектров первичного излучения. В частности, спектральные особенности радио-инфракрасного излучения в сглаженной форме переносятся в ультрафиолетовую-

рентгеновскую область после ОКР на релятивистских электронах с распределением максвелловского типа. В целом же спектры излучения ПТР в рентгеновском диапазоне оказывается возможным более или менее хорошо аппроксимировать степенным законом $L(\omega) \propto \omega^\alpha$ с показателем степени $\alpha < 0$, удовлетворительно согласующимся с результатами наблюдений [10, 11].

Характерный показатель степени между частотами ω_1 и ω_2 можно вычислить, зная величины спектральных светимостей на этих частотах:

$$\alpha = - \frac{\ln [L(\omega_1)/L(\omega_2)]}{\ln (\omega_2/\omega_1)}. \quad (19)$$

Для спектров № 1—4 на рис. 2 показатели степени α в области $\hbar\omega_1 = 2 \text{ кэВ} \leq \hbar\omega \leq \hbar\omega_2 = 165 \text{ кэВ}$, соответствующей области наблюдений НЕАО 1 [10], равны $\alpha_1 = -1.3$, $\alpha_2 = -1.1$, $\alpha_3 = -0.5$, $\alpha_4 = -0.7$. Эти значения в среднем согласуются со значениями $\alpha \simeq 0.6 \div 0.8$, полученными в [10, 11].

Рассмотрим интегральные характеристики электромагнитного излучения, такие, как интегральные светимости в рентгеновском диапазоне и средний наклон спектра электромагнитного излучения от радио- и до рентгеновской области частот.

Интегральная плотность энергии рентгеновского излучения W_1 связана с интегральной плотностью энергии радио-инфракрасного излучения W_0 соотношением (I.15):

$$W_1 = 1.6 \lambda_{\tau} \gamma_0^2 W_0. \quad (20)$$

Здесь мы учли, что для распределения (1) среднее $\langle \gamma^2 \rangle = 0.90 \gamma_0^2$.

Интегральную плотность первичного излучения W_0 можно выразить через исходные параметры нашей модели, если учесть, что большая часть энергии спонтанного синхротронного и комптоновского излучения КРИ с плоскими радиоспектрами выделяется в оптически прозрачной области частот $\omega > \omega_R$. Тогда плотность энергии первичного излучения можно определить, не проводя непосредственного интегрирования спектральной плотности энергии $W(\omega)$ по частоте. Именно, поскольку с одной стороны для однородного изотропного источника светимость связана с плотностью энергии излучения соотношением $L = \pi R^2 c W$ (см. (1.2)), а с другой стороны для оптически прозрачного источника L складывается из соответствующих радиационных потерь $P_r(\gamma)$ релятивистских электронов во всем объеме источника, то W можно определить, используя выражения (I.136) и (1). При этом оказывается возможным оценить отдельно интегральные плотности энергии $W_0^{(r)}$ и $W_0^{(IR)}$ в радио-субмиллиметровой и инфракрасной областях спектра, поскольку, как указывалось выше, излу-

чение в первом случае связано преимущественно с синхротронными потерями, а во втором — с комптоновскими потерями при рассеянии на турбулентности. Несложные вычисления приводят к результату

$$W_0 = W_0^{(r)} + W_0^{(IR)}, \quad (21)$$

$$W_0^{(r)} \simeq 1.6 \lambda \tau_T \gamma_0^2 W_H, \quad (21a)$$

$$W_0^{(IR)} = 0.8 \lambda \tau_T \gamma_0^2 W_I. \quad (21b)$$

Отметим, что для спектров, не обнаруживающих заметного уплощения в радио-субмиллиметровой области, оценка (21a) будет несколько завышенной, поскольку в этом случае синхротронная реабсорбция излучения значительна.

Полученные соотношения (20) и (21) позволяют выразить интегральную плотность энергии рентгеновского излучения W , через исходные параметры модели. Прежде обратим внимание на то, что при $\lambda \tau_T \gamma_0^2 \geq 1$ плотность энергии радио-инфракрасного излучения, а также плотность энергии магнитного поля оказываются меньше плотности энергии вторичного излучения W_I . Из соотношений (1.16) и (20) и (21) в этом случае легко находим (при $q = 1$)

$$s \equiv \frac{W_I}{W_H} \simeq \frac{W_1}{W_H} = 3.8 (\lambda \tau_T \gamma_0^2)^2. \quad (22)$$

Тогда из (1.28) можно найти самосогласованное значение γ_0 :

$$\gamma_0 \simeq 7 \cdot 10^2 p_6^{-1/14} \kappa_{-5}^{1/7} (\lambda \tau_T)^{-2/7}. \quad (23)$$

Используя (22) и (23), для интегральной светимости в рентгеновском диапазоне $L_x = \pi R^2 c W_1$ получаем оценку

$$L_x \simeq 2 \cdot 10^{46} p_6^{-2/7} \kappa_{-5}^{4/7} (\lambda \tau_T)^{6/7} R_{18}^2 \omega_{\mu 6}^2 \text{ (эрг с}^{-1}\text{)}. \quad (24)$$

Здесь все параметры модели нормированы на характерные средние значения (см. часть I). Радиус источника R в (24) нормирован на 10^{18} см, что соответствует максимальному размеру $R \leq c \Delta t$ для характерной переменности $\Delta t \sim 1$ года таких рентгеновских источников, как квазары [12, 13] и сейфертовские галактики с высокой рентгеновской светимостью [13]. В то же время, характерный минимальный масштаб рентгеновской переменности в ЯАГ порядка нескольких дней [14]. Таким образом, характерный размер области рентгеновского излучения может находиться в пределах $10^{16} \leq R \leq 10^{18}$ см. Тогда из (24) очевидно, что рассматриваемая нами модель может легко объяснить наблюдаемую рентгеновскую светимость КРИ в широких пределах $10^{42} \leq L_x \leq 10^{47}$ эрг с⁻¹ [10–17].

Другой важной характеристикой модели ПТР является средний наклон спектра α_{rx} от радио-субмиллиметровых и до рентгеновских частот, который можно определить из (19) и (20). Поскольку интегральная светимость L связана с характерной частотой $\bar{\omega}$ и спектральной светимостью $L(\bar{\omega})$ в соответствующем диапазоне соотношением $L \approx L(\bar{\omega}) \bar{\omega}$, то для отношения характерных спектральных светимостей в рентгеновском и радио-субмиллиметровом диапазонах получаем, используя (20):

$$\frac{L(\bar{\omega}_x)}{L(\bar{\omega}_r)} \approx \lambda \tau_T^{-2} \frac{\bar{\omega}_r}{\bar{\omega}_x}. \quad (25)$$

Учитывая также, что $\bar{\omega}_x/\bar{\omega}_r \sim \gamma_0^2$, из (19) получаем

$$\alpha_{rx} \approx \frac{\ln(\lambda \tau_T)}{2 \ln \gamma_0}. \quad (26)$$

Поскольку $\gamma_0 \sim 10^3$, а температура плазмы $10^7 \leq T \leq 10^9$ К (см. часть I), предположение равномерного распределения энергий тепловых и релятивистских электронов приводит к области изменения $10^{-7} \lesssim \lambda \tau_T \lesssim 10^{-4}$, если $0.1 \lesssim \tau_T \lesssim 1$ [8]. Тогда из [26] находим $-1.1 \leq \alpha_{rx} \leq -0.8$. При вычислении верхнего предела учитывалось, что, согласно (23), при $\lambda \tau_T \gg 10^{-5}$ величина γ_0 несколько меньше 10^3 . Эти значения α_{rx} находятся в хорошем согласии с результатами наблюдений большого числа радиоисточников [15—18].

4. Основные результаты. Рассмотренная модель ПТР приводит к стационарным самосогласованным спектрам релятивистских электронов максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора $\gamma_0 \sim 10^3$. Основными процессами, ответственными за излучение КРИ, в данной модели являются: (а) синхротронное излучение и комптоновские излучения релятивистских электронов при рассеянии (б) на плазменной турбулентности и (в) в поле первичного излучения. При этом каждый из указанных механизмов оказывается ответственным за определенный диапазон всего спектра, а именно, за электромагнитное излучение соответственно (а) в радио-субмиллиметровом, (б) в инфракрасном и (в) в рентгеновском диапазонах частот. Тормозное излучение тепловых электронов в исследуемой модели оказывается практически несущественным.

При $\omega < \omega_R$, соответствующей оптически непрозрачной области частот, спектр радиоизлучения $W(\omega) \propto \omega^3$. Сравнение (16) с релей-джинсовской частью спектра чернотельного излучения позволяет определить яркостную температуру ПТР в указанной области частот:

$$T_{br} \approx 10^9 \text{ К} \cdot \tau_0. \quad (27)$$

Поскольку $\tau_0 \sim 10^3$, то легко получаем, что характерная T_{br} в области $\nu < \nu_R \equiv \omega_R/2\pi \sim 10^9 - 10^{10}$ Гц составляет 10^{12} К для рассмотренного здесь однородного ПТР. Возможные неоднородности могут привести к некоторому уменьшению яркостной температуры, так что в реальных КРИ $T_{br} \lesssim 10^{12}$ К, что соответствует наблюдениям (см., например, [6]).

При $\omega > \omega_R$ источник становится прозрачным, и спектр излучения уплощается. При этом, как следует из (12) и (12а), максимальный наклон радиоспектра соответствует показателю степени $\alpha_r = 0.33$, что хорошо согласуется с максимальным наблюдаемым значением $\alpha_r \leq 0.4$ [3]. Плоский спектр излучения простирается до частот $\omega \lesssim \omega_H \tau_0^2 \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$, после чего спектр постепенно укручается, что соответствует наблюдениям КРИ (см. [3], [5], [18]).

В субмиллиметровой-инфракрасной области начинает доминировать турбулентное комптоновское излучение. Как следует из сравнения (21а) и (21б), при условии равнораопределения $W_I \sim W_H$ в инфракрасной области излучается столько же энергии, сколько в радиобласти. При этом поскольку характерная частота излучения $\omega \sim \omega_R \tau_0^2$, а $\omega_R \gg \omega_H$, то наблюдаемое от многих КРИ сильное инфракрасное излучение в модели КРИ возможно объяснить в рамках нетеплового механизма излучения, не прибегая при этом к чрезмерному увеличению величины магнитного поля. Следует также отметить, что учет турбулентного комптоновского механизма электромагнитного излучения может приводить в субмиллиметровой области частот к более медленному спаду спектра, чем при чисто синхротронном излучении релятивистских электронов (1). Это дает более широкие возможности для объяснения наблюдаемых спектров излучения (например, 4С 39.25, см. [3]) в рамках единой нетепловой модели с таким распределением релятивистских электронов.

В области частот $\omega > \omega_R \tau_0^2 \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ плотность энергии излучения ПТР экспоненциально падает. Наблюдаемые от внегалактических источников спектры в некоторых случаях действительно обнаруживают такое поведение, обычно приписываемое тепловому излучению пыли (например, инфракрасная галактика Агр 220 [19]). Обычно же в инфракрасной области спектры КРИ падают по степенному закону $L(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$, где $\alpha = 1.5 \div 4$ (см. [3—5]), т. е. достаточно быстро, но не экспоненциально. Это расхождение между результатами рассматриваемой однородной модели и наблюдательными данными может быть объяснено слабой комптонизацией первичного инфракрасного излучения. Действительно, для рассматриваемых выше характерных температур $T \leq 10^9 \text{ К}$ и оптических толщин

$\tau_T \lesssim 1$ можно получить оценку параметра комптонизации $y \equiv (4kT/mc^2) \tau_T \sim 10^{-1} \ll 1$, при которых формируются крутые спектры комптонизованного излучения (см. [20]). Другой возможностью является неоднородное распределение магнитного поля и плотности электронов вдоль источника, которое имеет место в реальных КРИ. Свидетельством этому могут служить такие наблюдательные факты, как возрастание угловых размеров радиоисточников с увеличением длины волны, уменьшение характерных масштабов переменностей при переходе от радиодиапазона к оптическим и рентгеновским частотам (см., например, [6]). Рассмотрение неоднородного ПТР, однако, выходит за рамки данной работы.

Рентгеновское излучение ПТР генерируется при ОКР субмиллиметровых-инфракрасных фотонов на релятивистских электронах. Получаемые в рамках рассмотренной однородной модели интегральные характеристики спектров электромагнитного излучения от радио до рентгеновского диапазона, такие, как характерный наклон спектра $\alpha_{rx} \simeq -(0.8 \div 1.1)$, интегральные светимости в рентгеновской области, хорошо согласуются с наблюдениями. Это позволяет надеяться, что рассмотрение более реалистичной неоднородной модели ПТР в перспективе сможет хорошо объяснить также и наблюдаемые дифференциальные спектры излучения в широком диапазоне частот.

Ереванский государственный
университет

COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. II. GENERAL CHARACTERISTICS OF THE ELECTROMAGNETIC RADIATION SPECTRA

A. M. ATOYAN, A. NAHAPETIAN

The electromagnetic radiation spectra of a homogeneous source wherein the relativistic electron acceleration on the Langmuir waves leads to the formation of Maxwell-like spectra with characteristic value of the Lorentz-factor $\gamma_0 \sim 10^3$ are considered. It has been shown that due to synchrotron radiation of relativistic electrons, usually observed from CRSs flat radiospectra, gradually steepening at submillimeter wavelengths are naturally formed in the optically thin range of frequencies. The electromagnetic radiation at the scattering of the electrons on the turbulence produces significant nonthermal infrared radiation. Inverse Compton scattering of the relativistic electrons on the radio-infrared photons leads to the production of X-rays. The characteristics of the

electromagnetic radiation spectra obtained in the model are compared with the observational ones.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Атоян, А. Нагапетян, *Астрофизика*, 26, 527, 1987.
2. R. Landau, T. W. Jones, E. E. Epstein, G. Neugebauer, B. T. Soifer, M. W. Werner, J. J. Puschell, T. J. Balonek, *Astrophys. J.*, 268, 68, 1983.
3. D. J. Ennis, G. Neugebauer, M. Werner, *Astrophys. J.*, 262, 460, 1982.
4. M. L. Stitko, W. A. Stein, Y.-X. Zhang, W. Z. Wisniewski, *Astrophys. J.*, 259, 486, 1982.
5. M. Elvis, S. P. Willner, G. Fabbiano, N. P. Carleton, A. Lawrence, M. Ward, *Astrophys. J.*, 280, 574, 1984.
6. K. I. Kellerman, I. I. K. Pauliny-Toth, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 19, 373, 1981.
7. С. А. Каплан, В. Н. Цыгович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
8. J. H. Krolik, C. F. McKee, C. B. Tarter, *Astrophys. J.*, 249, 422, 1981.
9. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 28, 1865, 1964.
10. R. E. Rothchild, R. F. Mushotzky, W. A. Batty, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, *Astrophys. J.*, 269, 423, 1983.
11. D. M. Worrall, F. E. Marshall, *Astrophys. J.*, 276, 434, 1984.
12. G. Zamorani, P. Giommi, T. Maccacaro, H. Tananbaum, *Astrophys. J.*, 278, 28, 1984.
13. R. Petre, R. F. Mushotzky, J. H. Krolik, S. S. Holt, *Astrophys. J.*, 280, 499, 1984.
14. A. F. Tennant, R. F. Mushotzky, *Astrophys. J.*, 264, 92, 1984.
15. G. R. Blumenthal, W. C. Keel, J. S. Miller, *Astrophys. J.*, 257, 499, 1982.
16. G. Fabbiano, L. Miller, G. Trinchieri, M. Longair, M. Elvis, *Astrophys. J.*, 277, 115, 1984.
17. H. Tananbaum, J. F. C. Wardle, G. Zamorani, Y. Avni, *Astrophys. J.*, 268, 60, 1983.
18. F. N. Owen, D. J. Helfand, S. R. Spangler, *Astrophys. J. Lett.*, 250, L55, 1981.
19. B. T. Soifer, G. Helou, C. J. Lonsdale, G. Neugebauer, P. Hacking, J. R. Houck, F. J. Low, W. Rice, M. Rowan-Robinson, *Astrophys. J. Lett.*, 283, L1, 1984.
20. R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, *Astron. and Astrophys.*, 86, 121, 1980.

УДК: 52—726

СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 5 июня 1986

Принята к печати 15 апреля 1987

Исследована эффективность образования легких ядер в двухтемпературной астрофизической плазме. Показано, что в зависимости от режима радиационного охлаждения электронов плазмы синтез легких ядер прекращается на разных этапах эволюции. Рассмотрены случаи оптически тонкой и оптически толстой плазмы.

1. *Введение.* Давно установлено, что наблюдаемое относительное содержание легких ядер не объясняется в рамках модели нуклеосинтеза в недрах звезд [1]. В настоящее время наиболее приемлемой считается гипотеза, что изотопы L-группы (Li, Be, B) образуются при бомбардировке межзвездной среды субкосмическими лучами, а ядра ${}^4\text{He}$, D и, возможно, ${}^7\text{Li}$ являются продуктами термоядерного синтеза в ранней Вселенной [2—4]. Последнее предположение имеет важные космологические следствия. В частности, требование производства наблюдаемого количества дейтерия в первые минуты расширения Вселенной приводит к весьма жесткому ограничению сверху отношения плотности барионной материи ρ_b в критической плотности $\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} : \rho_b \leq 0.1 (H_0/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1})^{-2}$ [5, 6].

На этой основе делаются далеко идущие космологические выводы (см., например, [7, 8]). Именно поэтому чрезвычайно актуальны (с любой точки зрения) исследования других (некосмологических) возможностей синтеза легких ядер.

Настоящая работа посвящена изучению генерации легких ядер в двухтемпературной плазме ($T_i > T_e$), которая может формироваться вблизи релятивистских астрофизических объектов. Впервые гипотеза о синтезе дейтерия в плазме с ионной температурой $T_i \geq 10^{11}$ К, генерируемой ударными волнами при взрывах сверхновых или сверхмассивных звезд, была высказана Колгейтом [9, 10] и, независимо, Хойлом и Фаулером [11]. Суть гипотезы заключается в том, что при $T_i \sim 10^{11}$ К протоны становятся

ся достаточно энергичными для расщепления ядер ${}^4\text{He}$ с образованием дейтронов. Количественный анализ этой модели выявил ряд трудностей, связанных с быстрым охлаждением плазмы за фронтом ударной волны [12] и перепроизводством изотопов L-группы [13]. Однако эти выводы получены для конкретной модели ударной волны, предложенной Колгейтом, и не учитывают другие возможные механизмы образования плазмы с $T_i \sim \sim 10^{11}$ К. Кроме того, при рассмотрении нуклеосинтеза легких ядер в двухтемпературной плазме в работе [13] использовались некорректные выражения Колгейта [9] по скорости радиационного охлаждения плазмы.

В данной работе на основе анализа теплового баланса в двухтемпературной плазме показано, что в зависимости от режима радиационного охлаждения плазмы синтез легких ядер прекращается на разных этапах эволюции. В случае оптически тонкой плазмы можно объяснить одновременно наблюдаемые содержания D и ${}^7\text{Li}$, предполагая, что примерно 1% межзвездного газа на какой-то стадии был нагрет до $kT_i \sim 10\text{--}20$ МэВ. В случае же плазмы, оптически толстой по томсоновскому рассеянию, ионный компонент охлаждается гораздо быстрее, в результате чего синтез легких ядер прекращается на этапе, когда фактор обогащения ${}^7\text{Li}$ по сравнению с D составляет $\sim 10^2$. Поэтому предполагаемый механизм при $\tau_T \geq 1$ может объяснить лишь наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$. Это ограничение снимается, если температура ионов каким-то образом (например, гравитационным полем релятивистского объекта) поддерживается на уровне $10\text{--}20$ МэВ в течение времени, превышающего несколько сот томсоновских времен.

2. *Формирование двухтемпературной астрофизической плазмы.* Нагрев газа ударными волнами, излучением, переменными магнитными полями и т. д. может приводить к установлению теплового равновесия, если только характерные времена нагрева и охлаждения плазмы превышают время установления распределения Максвелла—Больцмана. Характерное время максвеллизации электронного компонента определяется выражениями (см., например, [14, 15])

$$t_{ee} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\theta_e^{3/2}}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \ll 1; \quad (1)$$

$$t_{ee} \simeq \frac{8\theta_e^2}{3} t_T, \quad \theta_e \gg 1, \quad (2)$$

где $\theta_e \equiv kT_e/m_e c^2$; $t_T = (n_e c \sigma_T)^{-1} \simeq 5 \cdot 10^{-3} (n_e/10^{16} \text{ см}^{-3})^{-1}$ — томсоновское время; $\Lambda \simeq 20$ — кулоновский логарифм.

Электронный компонент плазмы, оптически тонкой по томсоновскому рассеянию ($\tau_T = n_e \sigma_T R \ll 1$), охлаждается преимущественно в результате тормозного излучения за время

$$t_{br} \approx \frac{3\pi^{3/2}}{8\sqrt{2}} \alpha^{-1} \theta_e^{1/2} t_T, \quad \theta_e < 1; \quad (3)$$

$$t_{br} \approx \frac{2\pi}{9} \alpha^{-1} \ln^{-1} \theta_e t_T, \quad \theta_e \gg 1, \quad (4)$$

где $\alpha = 1/137$.

Сравнивая времена t_{ee} и t_{br} , легко убедиться, что упругие $e-e$ столкновения могут осуществлять максвеллизацию электронного компонента лишь при температурах $\theta_e \leq 4$ [15].

Аналогичное ограничение существует для ионного компонента плазмы. Термализация ионного компонента обусловлена упругими кулоновскими и ядерными столкновениями. В работах [16, 17] показано, что при $T_i \geq 10^{10}$ К упругие ядерные $p-p$ столкновения (в плазме со «стандартным» космическим обилием ядер) приводят к термализации ионов гораздо быстрее, чем кулоновские взаимодействия. Это видно из рис. 1, где показана зависимость обратных релаксационных времен от температуры $\theta_i = \frac{kT_i}{m_p c^2}$. Время релаксации, обусловленное ядерными столкновениями, можно представить в виде:

$$t_{ii}^N \approx 200 (9.6 \theta_i^{1/2} + 0.6 \theta_i^{-1/2} - 3)^{-1} \frac{n_e}{n_p} t_T. \quad (5)$$

Сравнение t_{ii}^N с временами возбуждения и разрушения ядер, а также с временами радиационного захвата нейтронов и $(p-n)$ тормозного излучения, характеризующих охлаждение ионного компонента при $\theta_i \leq 0.02$ [18], показывает, что неупругие и квазиупругие ядерные реакции при этих температурах не могут препятствовать процессу максвеллизации ионов. Начиная с $\theta_i \geq 0.02$, ионный компонент радиационно охлаждается в результате рождения и распадов π -мезонов. Поскольку сечение рождения π -мезонов до энергии ~ 500 МэВ заметно меньше сечения упругих $p-p$ рассеяний, то неупругие столкновения вплоть до $\theta_i \sim 0.1$ несущественно влияют на эволюцию функции распределения ионов (см. рис. 1). Таким образом, если температура (средняя энергия) ионов поддерживается достаточно долго ($\sim 100 t_T$), то в плазме вплоть до $\theta_i \sim 0.1$ будет установлено максвелловское распределение ионного компонента.

Подобная ситуация может быть реализована в аккреционных дисках. Шапиро и др. [19] показали, что существует режим аккреции на черную дыру, когда во внутренних частях диска ($R \leq 10 R_g$) может формироваться двухтемпературная плазма с $T_e \leq 10^9$ К и $T_i \geq 10^{10}$ К. Столь большой разрыв между электронной и ионной температурами достигается благода-

ря интенсивному охлаждению электронов в результате комптонизации низкочастотного излучения. Характерное гидродинамическое время падения вещества на гравитационный центр в режиме дисковой аккреции равно

$$\langle t \rangle \sim R/v_R \approx 2 \cdot 10^3 (R/10 R_g) (\dot{m}_0/0.1)^{-1} (R/10 h) \tau_T^{-2} t_T, \quad (6)$$

где $\tau_T = n_e \sigma_T h$ — оптическая толщина по томсоновскому рассеянию в перпендикулярном к плоскости диска направлении, h — полутолщина диска; $m_0 = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Ed}}$, $\dot{M}_{Ed} = \frac{2\pi R_g m_p c}{\eta \tau_T}$ — темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости. Учитывая, что при двухтемпературном режиме дисковой аккреции $\tau_T \gg 1$, получаем, что в диске бу-

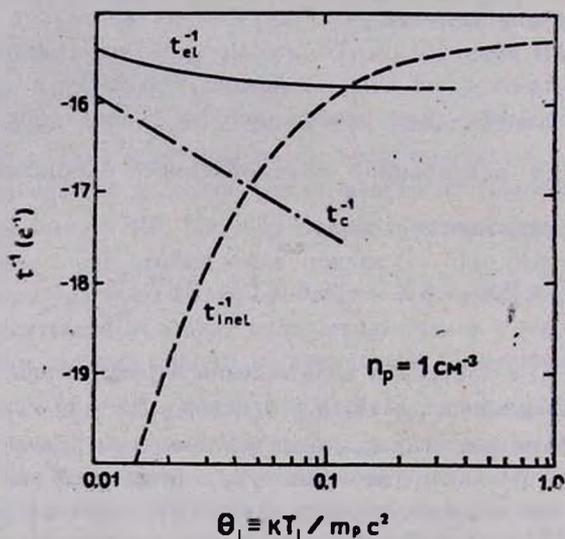


Рис. 1. Зависимость обратных времен, характеризующих упругие и неупругие p - p взаимодействия, от температуры $\theta_i \equiv kT_i/m_p c^2$. t_{el} и t_c — времена релаксации, обусловленные упругими ядерными и кулоновскими p - p взаимодействиями, соответственно; t_{inel} — время охлаждения из-за рождения π -мезонов.

дет установлено максвелловское распределение ионов с хорошо развитым „хвостом“. Действительно, время термализации в области $E_i \gg kT$ равно [17] $t_E \approx 0.64 t_0 \left(\frac{E}{kT}\right)^{3/2}$, где t_0 — время релаксации в области характерных средних ($E_i \sim kT$). Поскольку в интересующей нас области температур $\frac{\langle t \rangle}{t_{el}} \geq 50$, то максвелловское распределение будет установлено вплоть до энергии $E_i \geq 20 kT_i$.

Отметим, что при аккреции температура ионов поддерживается гравитационным полем черной дыры, а время жизни плазмы определяется временем радиального продвижения плазмы к черной дыре. Во многих астрофизических задачах большой интерес представляет и другой случай — свободное охлаждение «мгновенно» нагретой плазмы. Подобная ситуация может возникать при формировании высокотемпературной плазмы релятивистскими ударными волнами, генерируемыми при взрывах сверхновых. В этом случае основная часть кинетической энергии выделяется в виде тепловой энергии ионного компонента. Далее происходит нагрев электронного компонента путем передачи энергии при кулоновских p - e столкновениях до тех пор, пока скорость радиационного охлаждения электронов не будет компенсировать темп нагрева.

Время передачи энергии электронному компоненту при кулоновском охлаждении протонов равно (см., например, [14])

$$t_{pe} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{m_p}{m_e} \frac{\theta_e^{3/2}}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \ll 1, \quad (7)$$

$$t_{pe} = \frac{m_p}{m_e} \frac{\theta_e}{\Lambda} t_T, \quad \theta_e \gg 1. \quad (8)$$

Допустим, плазма является оптически тонкой по томсоновскому рассеянию. Тогда связь между T_e и T_i определяется равновесием между кулоновским нагревом и тормозным охлаждением электронов. Предполагая, что это равновесие осуществляется при температуре электронов $\theta_e \ll 1$, из (3) и (7) находим

$$\theta_e = \left(\frac{3\pi}{8} \frac{\Lambda}{\alpha}\right)^{1/2} \theta_i^{1/2} \approx 60\theta_i^{1/2}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что при $\theta_e \ll 1$ температура протонов должна быть $\theta_i < 3 \cdot 10^{-4}$ ($kT_i \leq 300$ кэВ). Другими словами, нерелятивистские электроны оптически тонкой плазмы могут переизлучать передаваемую им энергию протонов лишь при очень низких температурах последних. Если же $\theta_i \geq 0.01$, то электроны будут нагреты до релятивистских температур. В этом случае, используя (4) и (8), получаем

$$\theta_e^2 \ln \theta_e \approx (\pi\Lambda/9\alpha)\theta_i. \quad (10)$$

Так, например, при $\theta_i = 0.01$ температура электронов составляет $\theta_e \sim 3$.

Оценим теперь характерное время охлаждения ионного компонента. В оптически тонкой плазме при исходном значении $\theta_i \geq 0.01$ электронный компонент быстро греется (без существенных потерь на излучение) до $\theta_e > 1$, пока не будет достигнуто равновесие между кулоновским нагревом и тормозным охлаждением. На этом этапе ионы теряют незначитель-

ную часть своей энергии. Длительность этого этапа определяется уравнением.

$$\frac{dT_e}{dt} \simeq \frac{T_i}{100 \theta_e^{3/2} t_T} \quad (11)$$

(здесь для передачи энергии мы используем выражение (7), справедливое, строго говоря, при $\theta_e \ll 1$; однако, как показано в работе [20], это выражение обеспечивает точность не хуже фактора 2 и в слабoreлятивистской области температур).

Предполагая также, что на этом этапе $T_i \simeq \text{const}$, по порядку величины имеем

$$t \simeq 40 \frac{m_e}{m_p} \theta_i^{-1} t_T, \quad (12)$$

что в интересующей нас области температур ионов ($\theta_i \sim 0.01 \div 0.1$) не может превосходить нескольких единиц томсоновского времени.

Интенсивное охлаждение ионов начинается после того, когда наступает равновесие между нагревом и тормозным охлаждением электронов

$$\frac{dT_i}{dt} = - \frac{T_i}{t_{pe}}, \quad (13)$$

где t_{pe} определяется выражением (8), поскольку вплоть до уменьшения температуры ионов $\theta_i \sim 10^{-3}$ электроны остаются релятивистскими.

Решая уравнение (13) с использованием соотношений (8) и (10), получаем, что температура ионов падает в e раз приблизительно за время

$$\Delta t_{охл} \simeq 2000 \theta_i^{1/2} \cdot t_T \quad (14)$$

Сравнивая это время со временем релаксации ионного компонента (6)

$$\frac{t_{ei}^N}{t_{охл}} \simeq 0.1 (9.6 \theta_i + 0.6 - 3 \theta_i^{1/2})^{-1} n_e / n_p, \quad (15)$$

убеждаемся, что ионы успевают термализоваться с формированием развитого «хвоста» максвелловского распределения. Отметим, что данное утверждение справедливо при условии $n_e \simeq n_p$, т. е. при незначительном содержании позитронов в плазме. Вместе с тем, для электронного компонента существует критическая температура, после которой плазма переходит в состояние, доминированное $e^+ - e^-$ парами. При $\tau_N \equiv n_p \sigma_T R \rightarrow 0$ плазма переходит в это состояние после достижения температуры $\theta_e \sim 25$ [21—23]. Как видно из (10), электронный компонент при начальной

температуре ионов $\theta_i \lesssim 0.1$ не может достичь критической температуры, и поэтому плотностью позитронов в уравнении (15) можно пренебречь. В то же время, при конечных значениях τ_N (~ 1) пары начинают эффективно рождаться уже при умеренных температурах электронов ($\theta_e \sim 1$). Это приводит к резкому охлаждению ионов по двум причинам. Во первых, с рождением пар увеличивается оптическая толща по томсоновскому рассеянию $\tau_T = n_e \sigma_T R \gg \tau_N$ и, тем самым, резко возрастает (из-за комптонизации мягких тормозных фотонов) светимость плазмы. Во-вторых, $e^+ - e^-$ пары способствуют более эффективной перекачке энергии ионов к электронному компоненту.

В работе [24] исследовалась эволюция во времени температур электронов и ионов «мгновенно» нагретой плазмы. Как показывают численные расчеты, при умеренных значениях τ_N ($\sim 1 \div 5$) ионы охлаждаются за время $10 - 20 t_T$. Очевидно, в данном случае можно говорить о температуре ионов лишь условно (подразумевая среднюю энергию частиц), так как время термализации (5) значительно больше времени охлаждения.

Таким образом, время охлаждения ионов «мгновенно» нагретой плазмы меняется в широких пределах в зависимости от начального значения оптической толщи τ_N : от $\sim (10 \div 20) t_T$ при умеренных значениях τ_N до нескольких сот томсоновских времен в оптически тонкой плазме ($\tau_N \ll 1$). Очевидно, что кинетика ядерных реакций в высокотемпературной плазме в значительной степени зависит от режима охлаждения плазмы.

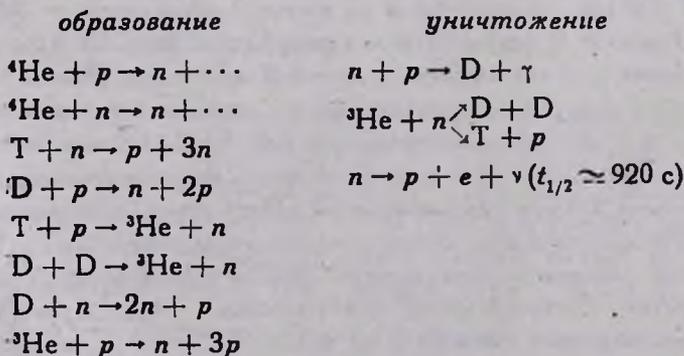
3. Кинетика ядерных реакций в разреженной плазме. Излучению ионного компонента двухтемпературной плазмы с $T_i \sim 10^{10} - 10^{12}$ К посвящена наша предыдущая работа [18]. В этой работе показано, что в плазме с температурой, достаточно высокой для эффективного возбуждения ядер, еще быстрее протекают неупругие реакции фрагментации, приводящие к развалу ядер за время $t \lesssim 100 t_T$. В результате светимость плазмы в гамма-линиях сильно ограничена и не может превосходить $\sim 10^{-5}$ доля от общей светимости. В ситуации, когда разрушены тяжелые ядра и ослаблено излучение в гамма-линиях, нуклонный компонент вплоть до $\theta_i \leq 0.02$ охлаждается в результате радиационного захвата нейтронов и тормозного излучения при рассеянии протонов на нейтронах. Однако эти процессы играют незначительную роль в энергетическом балансе плазмы; радиационное охлаждение плазмы осуществляется электронами, которые конвертируют тепловую кинетическую энергию ионов в излучение.

Ядерные реакции играют важную роль в трансформации химического состава плазмы. Отличительной особенностью термоядерных реакций в разреженной плазме с температурой ионов $T_i \geq 10^{11}$ К является слабая

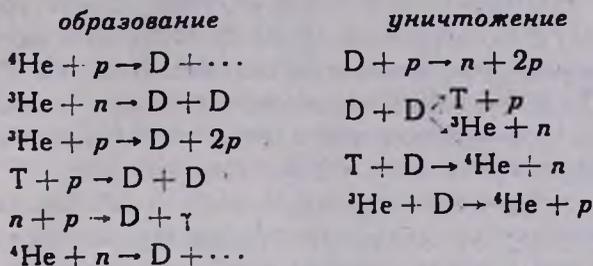
зависимость конечных продуктов синтеза от исходного состава плазмы. «Триггером» для запуска этих реакций служат процессы фрагментации ядер протонами, в результате чего за время $\leq 100 t_T$ после нагрева плазма сильно обогащается простейшими ядрами (D, T, ^3He) и нейтронами, взаимопревращения которых друг в друга определяют их содержание в плазме. За короткое время охлаждения плазмы с $T_i \geq 10^{11}$ К синтез тяжелых ядер (в условиях их интенсивного разрушения) не дает заметного вклада, поэтому плазма состоит в основном из простейших и легких ядер. В исходной протонно-гелиевой плазме, нагретой до температур $T_i \geq 10^{11}$ К, с высокой эффективностью генерируются лишь два изотопа тяжелее ^4He — ^7Li и ^7Be : $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Li} + p$; $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + n$. Отметим, что ^7Li и ^7Be образуются также при расщеплении ядер группы (C, N, O) протонами. Однако оценки показывают, что в интересующей нас области температур при «стандартном» исходном составе космической плазмы вклад этих процессов меньше вклада реакций с участием ^4He . Взаимодействия протонов с ядрами группы (C, N, O) представляют определенный интерес с точки зрения образования других изотопов легких ядер, в частности ^6Li . Однако, из-за большого сечения разрушения ядер этого изотопа в высокотемпературной плазме, выход ядер ^6Li оказывается пренебрежимо малым по сравнению с выходом ^7Li . Исходя из вышеуказанных соображений, в данной работе мы ограничились рассмотрением исходной протонно-гелиевой плазмы. Это приближение позволяет значительно сократить (без существенного ущерба для точности) количество рассматриваемых реакций и в то же время способствует более ясному физическому пониманию многочисленных процессов, протекающих в слаборелятивистской плазме.

При анализе термоядерных процессов в плазме с температурой ионов 1—20 МэВ учитывались следующие бинарные реакции:

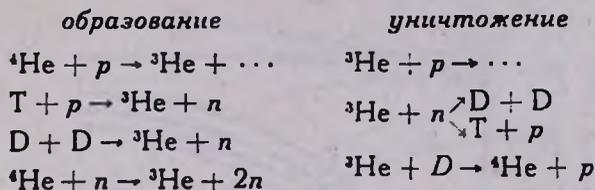
а) Реакции с участием нейтронов



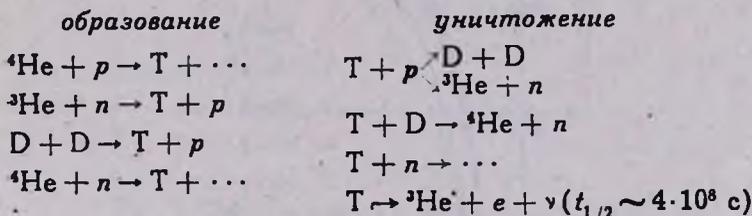
б) Реакции с участием дейтронов



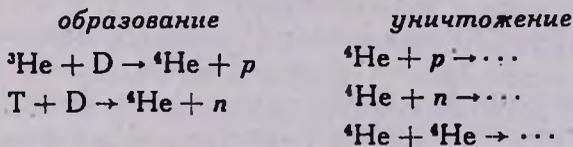
в) Реакции с участием ${}^3\text{He}$



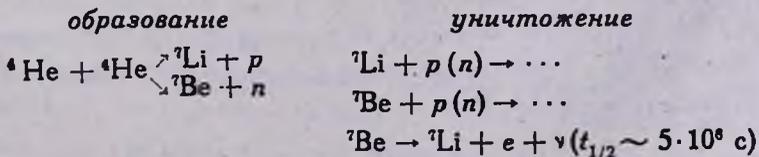
г) Реакции с участием T



д) Реакции с участием ${}^4\text{He}$



е) Реакции с участием ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$



В расчетах не учитывалось образование ${}^4\text{He}$ в результате процессов ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + p(n) \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$, так как в любой момент времени и при любой температуре содержание ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ ничтожно мало по сравнению с содержанием ${}^4\text{He}$. Заметив также, что скорости образования и уничтожения ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в МэВ-ой плазме примерно одинаковы и учитывая, что ${}^7\text{Be}$ в дальнейшем распадается на ${}^7\text{Li}$, для обоих изотопов мы будем использовать единое обозначение (${}^7\text{Li}$).

В расчетах использовалось около 30 реакций (приведенные выше реакции часто повторяются или являются зеркально-симметричными). На рис. 2—4 показаны скорости наиболее важных реакций, вычисленные для максвелловского распределения ионов и протонов при вполне разумном предположении, что $T_i = T_p$.

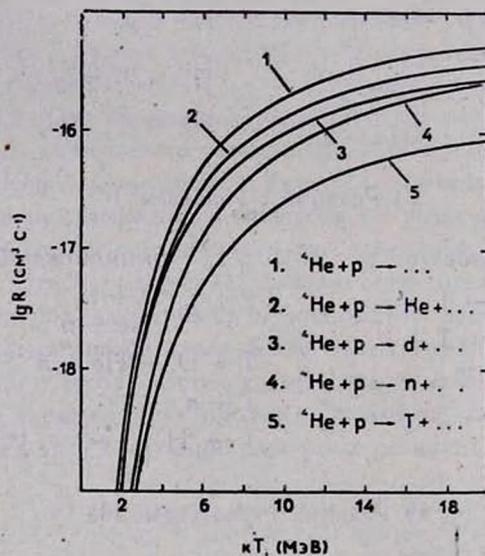


Рис. 2. Скорости реакций с участием ядер ${}^4\text{He}$.

С целью выяснения эффективности образования легких и простейших ядер в высокотемпературной плазме нами исследовалась система дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию во времени содержания (относительно протонов) вторичных продуктов. Из-за громоздкости этих уравнений здесь приводятся лишь результаты численных расчетов.

На рис. 5 показана эволюция во времени содержания вторичных ядер при постоянной температуре ионов $kT_i = 10$ МэВ. Эволюцию условно можно разделить на три этапа:

I. На первом этапе, с продолжительностью $\Delta t \sim 100 t_T$, происходит интенсивное образование n , D , T и ${}^3\text{He}$ в результате разбивания ${}^4\text{He}$ протонами и ${}^7\text{Li}$ (${}^7\text{Be}$) в результате реакций ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. Длительность этого этапа непосредственно связана с характерным временем развала ядер ${}^4\text{He}$ и поэтому является сильной функцией от температуры. Так, например, при $kT_i = 5 \text{ МэВ}$ $\Delta t \sim 1000 t_T$, а при $kT_i = 20 \text{ МэВ}$ $\Delta t \sim 40 t_T$. Поскольку в течение этого этапа содержание ${}^4\text{He}$ меняется несущественно, то относительное содержание остальных ядер растет примерно пропорционально времени Δt .

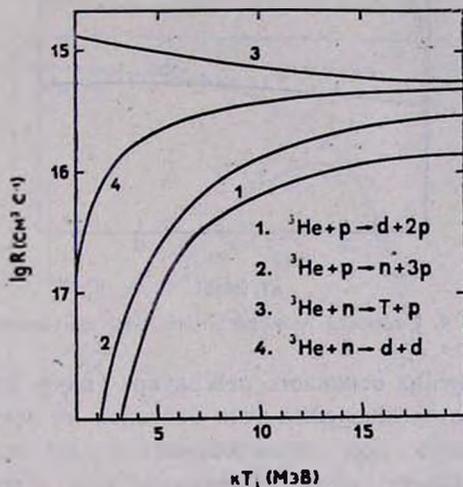


Рис. 3. Скорости реакций с участием ядер ${}^3\text{He}$.

II. На втором этапе, при $t \geq 100 t_T$, относительное содержание нейтронов, дейтронов и ${}^3\text{He}$ сравнивается с обилием ${}^4\text{He}$, составляя $\sim 10^{-2}$. Отметим, что обилие трития на всех этапах эволюции остается на порядок меньше обилия ${}^3\text{He}$ из-за относительного малого выхода T при расщеплении ${}^4\text{He}$ (см. рис. 3), а также из-за быстрого выгорания в результате процессов $T(p, n){}^3\text{He}$ и $T(p, D)D$. На этом этапе содержание ${}^7\text{Li}$ достигает своего максимума: ${}^7\text{Li}/p \sim 10^{-4}$. Фактор обогащения ${}^7\text{Li}$ по сравнению с наблюдаемым обилием на этом этапе составляет $\sim 10^5$, в то время как фактор обогащения дейтерия не превосходит $\sim 10^3$. Следовательно, если каким-то образом на этом этапе „выключить“ термоядерный реактор (например, с помощью адиабатического охлаждения плазмы), то можно объяснить наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$, предполагая, что примерно 10^{-4} доля межзвездной среды на какой-то стадии была нагрета до температуры $\sim 10 \text{ МэВ}$ с

продолжительностью $\Delta t \sim 100 t_T$. В то же время, наблюдаемое обилие дейтерия нельзя объяснить этим механизмом, даже принимая во внимание возможный захват свободных нейтронов протонами после охлаждения плазмы.

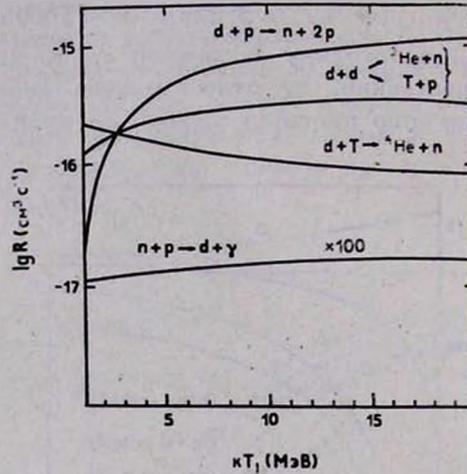


Рис. 4. Скорости реакций с участием дейтронов.

III. После истощения основного резервуара (ядер ${}^4\text{He}$) генерации ${}^3\text{He}$, T , D и ${}^7\text{Li}$ взаимные превращения этих изотопов не могут препятствовать процессам расщепления при столкновениях с протонами и свободными нейтронами; в результате этого содержание всех ядер, за исключением дейтронов, за время порядка нескольких сот томсоновских времен катастрофически падает, стремясь к нулю. В условиях, когда все остальные ядра практически отсутствуют, равновесная концентрация определяется из условия $n_p n_D R(pD \rightarrow ppn) = n_n n_p R(pn \rightarrow D\gamma)$, где $R(pD \rightarrow ppn)$ — скорость развала D и $R(pn \rightarrow D\gamma)$ — скорость захвата нейтронов, обусловленная в МэВ-ой плазме электрическими дипольными переходами [18]. В отличие от $R(pD \rightarrow ppn)$, скорость развала дейтрона чувствительна к температуре (см. рис. 4). Вследствие этого обилие D резко зависит от температуры:

$$\frac{n_D}{n_p} \sim 0.1 \frac{n_D}{n_n} \sim 0.1 \frac{R(pn \rightarrow D\gamma)}{R(pD \rightarrow ppn)} \approx \begin{cases} 1.5 \cdot 10^{-2} & kT_i = 1 \text{ МэВ,} \\ 3 \cdot 10^{-5} & kT_i = 10 \text{ МэВ.} \end{cases}$$

Из рис. 5 видно, что при $t \sim 200 t_T$ содержание нейтронов составляет ≥ 0.1 и более чем на порядок превосходит содержание ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ и D и на 5 порядков — содержание ${}^7\text{Li}$. Следовательно, если на этом этапе «выключить» термоядерные реакции, оставляя плазму достаточно плотной

$(n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3})$, чтобы нейтроны могли захватиться протонами до распада [18], то, в принципе, можно объяснить наблюдаемое обилие D и одновременно обилие ${}^7\text{Li}$. При этом необходимо требовать, чтобы небольшая доля ($\sim 1\%$) межзвездного газа на какой-то стадии эволюции (например, при взрывах сверхновых) была нагрета до температуры ионов $\sim 10 \text{ МэВ}$ с продолжительностью $\sim 100 \div 200 t_T$. Это, как видно из соотношения (14), не противоречит времени охлаждения «мгновенно» нагретой оптически тонкой плазмы. Из двух необходимых условий для реализации этого случая ($\tau_T \ll 1$ и $n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) можно оценить геометрическую толщину области формирования высокотемпературной плазмы: $d \ll 10^8 \text{ см}$.

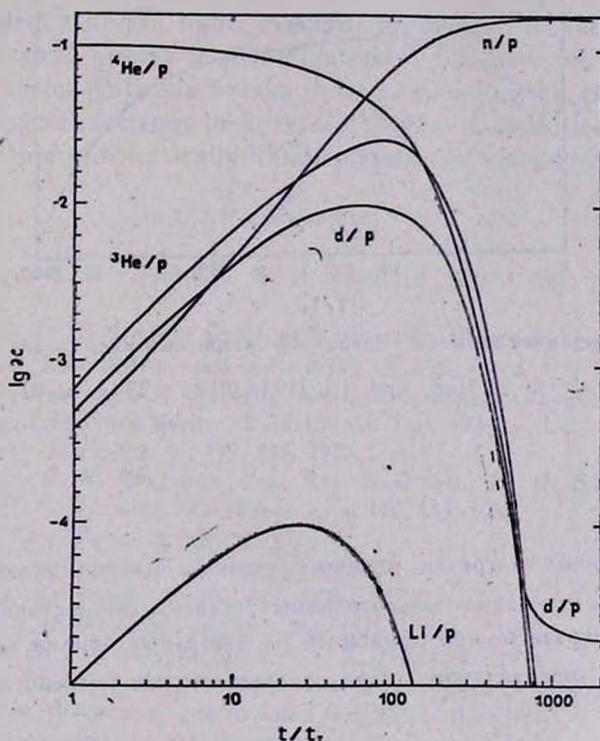


Рис. 5. Эволюция во времени содержания вторичных ядер x при постоянной температуре ионов $kT_i = 10 \text{ МэВ}$. Исходное содержание ${}^4\text{He}/p = 0.1$.

В оптически толстой плазме ($\tau_T \geq 1$) ионы охлаждаются значительно быстрее ($\sim 10 - 20 t_T$) и, следовательно, термоядерные реакции прерываются на первом этапе, когда разрушена лишь незначительная часть ядер ${}^4\text{He}$. На рис. 6 показана эволюция содержаний легких ядер в плазме, ион-

ная температура которой меняется по закону $kT_i = 10 e^{-t/10 t_T}$ МэВ до достижения $kT_i \sim 1$ МэВ, а далее падает значительно медленнее. Из рис. 6 видно, что отношение ${}^7\text{Li}/(\text{D} + \text{n}) \sim 10^{-2}$, т. е. на три порядка больше, чем наблюдаемое отношение ${}^7\text{Li}/\text{D}$.

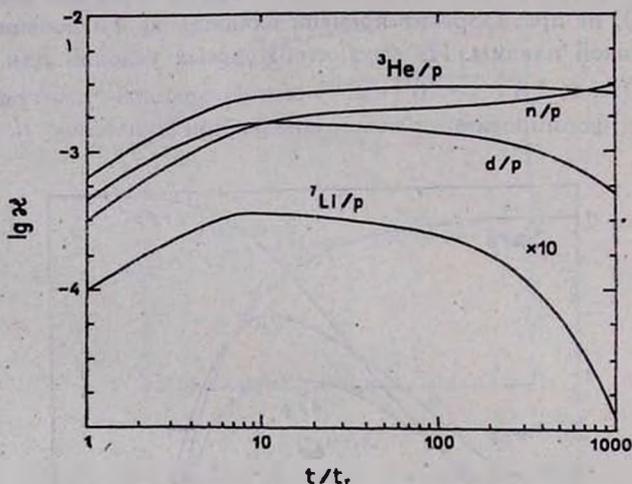


Рис. 6. Эволюция во времени содержания вторичных ядер x для температур ионов $kT_i = 10 \exp\left(-\frac{t}{10 t_T}\right)$ МэВ при $t < (10 \ln 10) t_T \approx 23 t_T$ и $kT_i = 1$ МэВ при $t > 23 t_T$.

4. Выводы.

1. «Мгновенно» нагретая оптически тонкая плазма охлаждается за время $\sim 100 t_T$, в течение которого ионы успевают полностью термализоваться. В этом случае можно объяснить наблюдаемые обилия как D, так и ${}^7\text{Li}$, если $\sim 1\%$ межзвездного газа прошел стадию нагрева до $kT_i \sim 10$ МэВ.

2. Оптически толстая по томсоновскому рассеянию плазма ($\tau_T \geq 1$) охлаждается за время $10-20 t_T$, в течение которого успевает расщепляться лишь незначительная часть ядер ${}^4\text{He}$; отношение ${}^7\text{Li}/\text{D}$ в плазме составляет $\sim 10^{-2}$, поэтому можно объяснить лишь наблюдаемое обилие ${}^7\text{Li}$.

3. Если температура ионов каким-то образом поддерживается на уровне ~ 10 МэВ в течение времени $\gg 100 t_T$, то неизбежно формируется протонно-нейтронная плазма с содержанием лишь ядер D. Из сбсуждаемых

астрофизических объектов такая возможность может реализоваться в двух-температурных аккреционных дисках.

Ерванский физический
институт
Институт космических
исследований АН СССР

THE LIGHT ELEMENT SYNTHESIS IN THE TWO-TEMPERATURE ASTROPHYSICAL PLASMA

F. A. AHARONIAN, R. A. SUNYAEV

The efficiency of the light element production in the two-temperature astrophysical plasma is investigated. It has been shown that the light element nucleosynthesis breaks down, depending on the mode of radiative cooling of electrons in different stages of evolution. The cases with optically thin and optically thick plasma are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547, 1957.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
3. H. Reeves, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 12, 437, 1974.
4. J. Audou, M. Meneguzzi, H. Reeves, *Spallation Nuclear Reactions and Their Applications*, Eds. Shen/Merker, Reidel Dubi. Co., 1976, p. 113.
5. R. V. Wagoner, *Astrophys. J.*, 179, 343, 1973.
6. D. N. Schramm, R. V. Wagoner, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 27, 37, 1977.
7. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекминов, *Успехи физ. наук*, 146, 143, 1985.
8. G. Steigman, *Nucl. Phys.*, B 252, 11, 1985.
9. S. A. Colgate, *Astrophys. J.*, 187, 321, 1974.
10. S. A. Colgate, *Astrophys. J.*, 195, 493, 1975.
11. F. Hoyle, W. A. Fowler, *Nature*, 241, 384, 1973.
12. T. A. Weaver, G. F. Chapline, *Astrophys. J.*, 192, L 57, 1974.
13. R. L. Epstein, W. D. Arnett, D. N. Schramm, *Astrophys. J.*, 190, L 13, 1974.
14. Б. А. Трубников, *Вопросы теории плазмы*, ред. М. А. Леонтович, 1, 98, 1963.
15. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 254, 755, 1982.
16. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 263, 897, 1982.
17. Ф. А. Агаронян, А. П. Атоян, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 85, 1857, 1983.
18. F. A. Aharonian, R. A. Sunyaev, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 257, 1984.
19. S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, *Astrophys. J.*, 204, 187, 1976.
20. S. Stepney, P. W. Guilbert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 1269, 1983.
21. Г. С. Бисковатый-Козан, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 48, 24, 1971.
22. A. P. Lightman, *Astrophys. J.*, 253, 842, 1982.
23. R. Svensson, *Astrophys. J.*, 258, 335, 1982.
24. P. W. Guilbert, S. Stepney, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 212, 523, 1985.

УДК: 524.8:530.145

КВАНТОВОЕ РОЖДЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ
В $N=8$ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

Ю. П. ГОНЧАРОВ, А. А. БЫЦЕНКО

Поступила 13 мая 1986

Принята к печати 20 апреля 1987

Мы обсуждаем возможность квантового рождения раздувающейся вселенной, наполненной полями максимальной расширенной $N=8$ супергравитации. Если рожденная вселенная имеет пространственную топологию $(S^1)^3$ и после рождения осуществляется инфляционный сценарий Старобинского за счет топологического эффекта Казимира в $N=8$ супергравитации, то можно оценить вероятность рождения такой вселенной в квазиклассическом приближении. Полученная оценка показывает, что рождение вселенной с более изотропной топологией более вероятно.

1. *Введение.* Характерной чертой современного этапа развития космологии является ее тесная связь с проблемами физики элементарных частиц. Особенно это заметно в различных модификациях возникшего несколько лет назад и успешно развиваемого в настоящее время сценария раздувающейся (инфляционной) вселенной (в качестве обзора недавних достижений в этой области см. [1, 2]). Последний позволяет пролить свет на ряд космологических загадок, к которым приводит стандартная Фридмановская космология. Однако само появление этого сценария в существенной мере связано с недавним прогрессом в физике частиц в изучении моделей великого объединения и фазовых переходов в этих моделях. Естественно, поэтому, что теперь всякое развитие физики частиц немедленно получает отражение и в построении космологических сценариев ранней стадии эволюции вселенной. Иными словами, строение вселенной должно быть приспособлено к существованию в ней физики частиц, которую мы наблюдаем или которая могла быть на ранних стадиях эволюции. С другой стороны, сами частицы и их свойства определяют строение вселенной и ее эволюцию, в особенности в начальный момент. Учет и описание такого взаимного влияния должны теперь быть неотъемлемыми чертами любого, претендующего на реалистичность, космологического сценария. Возвращаясь к инфляционным моделям, следует заметить, что до сих пор нет удовлетворительного общепринятого ответа на вопрос, как инфляция могла бы стартовать.

Среди многих возможных предложений для решения этой проблемы начального момента инфляции, на наш взгляд, одним из самых оригинальных является предложение о квантовом рождении раздувающейся вселенной, которое хотя и обсуждалось в течение длительного времени на качественном уровне рядом исследователей, но, по-видимому, лишь в работах [3] получило развитие, позволяющее и количественно описать этот процесс. Первые примеры, рассмотренные в [3] (см. также [4—7]), имели дело с рождением вселенной, имеющей пространственную топологию S^3 и либо пустой, либо наполненной единственным скалярным полем. Однако еще в [8] (см. также [9]) было указано, что наблюдаемая вселенная могла бы быть описана не только пространственной топологией вида S^2 , R^2 , H^2 (соответственно сферической, евклидовой и гиперболической формами), но также и фактор-топологией M/Γ , где M — любая из указанных топологий, а Γ — некоторая дискретная подгруппа ее изометрий без неподвижных точек. Если инфляционный период был достаточно долгим, то в настоящее время нет наблюдательных данных, позволяющих однозначно решить вопрос о форме пространственной топологии наблюдаемой вселенной [10]. Поэтому имеет смысл обсуждать возможность квантового рождения вселенной, пространственная часть которой обладает любой трехмерной топологией вида M/Γ . Первый пример такого рода был рассмотрен в [10], где была оценена вероятность рождения вселенной с пространственной топологией $(S^1)^3 = R^3/Z^3$, где Z — абелева группа целых чисел. Но в [10] вселенная предполагалась наполненной либо одним скалярным полем, либо парой невзаимодействующих скалярного и спинорного полей. Как мы заметили выше, однако, после рождения вселенная в своей дальнейшей эволюции должна быть приспособлена для решения ряда вопросов физики элементарных частиц, в частности, вселенная должна содержать множество полей, необходимых для построения подходящей теории частиц. Сейчас есть основания считать, что последней теорией могла бы быть некоторая модель великого объединения, основанная на супергравитации, то есть СУГРА МВО, с $N \geq 1$. Пока наиболее разработаны СУГРА МВО с лежащей в основе $N = 1$ супергравитацией (см. обзоры [11—13]). Постепенно развиваются также СУГРА МВО, основанные на расширенных супергравитациях с $N > 1$ (см., например, [14, 15]), поскольку они преодолевают ряд трудностей, присущих моделям с $N = 1$. Таким образом, интересно рассмотреть возможность квантового рождения вселенной, наполненной полями какой-либо супергравитации. Следует заметить, что слова « $N = 1, 2 \dots$ супергравитация» означают, вообще говоря, в данной работе чистую $N = 1, 2 \dots$ супергравитацию, спаренную с материальными и калибровочными полями. В работах [16, 17] мы оценили в квазиклассическом приближении вероятность рождения вселенной, обладающей пространственной топологией $(S^1)^3$ и наполненной полями ряда супергравита-

ций с $N = 1, 2, 3, 4$. Однако наиболее интересной моделью супергравитации является максимальная расширенная супергравитация с $N = 8$ [18, 19]. Она обладает многими привлекательными свойствами, позволяющими рассматривать эту теорию как важную часть будущей фундаментальной теории всех взаимодействий. Например, все поля спина $0, 1/2, 1$ могли бы возникать как связанные состояния преонов, которые принадлежат к мультиплетам $N = 8$ супергравитации [20, 21]. $N = 8$ супергравитация также, по-видимому, содержит все необходимые ингредиенты, чтобы обеспечить ниже планковской массы получение некоторой эффективной СУГРА МВО со всеми желаемыми свойствами и тесно связана с СУГРА МВО, основанными на $N = 1$ супергравитации [11—13]. Наконец, $N = 8$ супергравитация является естественным пределом некоторых суперструнных моделей при стремлении натяжения суперструны к бесконечности [22] и, таким образом, может являться переходным звеном от свободной от ультрафиолетовых расходимостей суперструнной квантовой гравитации [23] к низкоэнергетической наблюдаемой физике. Обсудим, поэтому, в настоящей работе возможность квантового рождения вселенной, наполненной полями $N = 8$ супергравитации. Мы следуем идеологии работ [10, 16, 17], а именно, что рожденная вселенная имеет пространственную топологию $(S^1)^3$, и после рождения раздувание осуществляется по сценарию Старобинского [24], то есть за счет однопетлевых квантовых эффектов полей, заполняющих вселенную. В свою очередь, подходящий квантовый однопетлевой эффект — это топологический эффект Казимира, исследованный впервые в рамках несуперсимметричных теорий поля в работах [25, 26] (свободные поля) и [27] (взаимодействующие поля). В работах [16, 17] мы показали, как вычислить топологический эффект Казимира в теориях супергравитации и фактически вычислили его для ряда теорий с $N = 1, 2, 3, 4$. Поэтому в разделе 2 мы кратко напоминаем те сведения из [16, 17], которые нужны для вычисления топологического эффекта Казимира в $N = 8$ супергравитации, а в разделе 3 вычисляем его в плоских однородных пространствах-времени Клиффорда-Клейна с топологиями $M_g = (S^1)^g \times R^{4-g}$, что позволяет в разделе 4 оценить в квазиклассическом приближении вероятность квантового рождения вселенной с эффективной топологией M_g и наполненной полями $N = 8$ супергравитации. Заметим, наконец, что наличие у рожденной вселенной пространственной топологии $(S^1)^3$ (то есть топология всего пространства — времени есть $R \times (S^1)^3$) означает, что координаты x_i ($i = 1, 2, 3$) подчиняются условиям $0 \leq x_i \leq L_i$, где точки $x_i = 0$ и $x_i = L_i$ отождествлены. Если $L_3 \gg L_1 \sim L_2$, то математически удобно считать $L_3 = \infty$, так же, как при $L_2 \sim L_3 \gg L_1$ можно считать $L_2 = L_3 = \infty$. Это позволяет описывать эффективно в этих случаях пространственную часть топологии

плоскими однородными пространствами Клиффорда — Клейна $(S^1)^q \times \times R^{3-q}$, а топологию всей вселенной, соответственно, многообразиями M_q [8]. Далее для простоты вычислений мы также полагаем все $L_i = L$.

2. *Топологически нетривиальные полевые конфигурации в $N = 8$ супергравитации.* Как было показано в [16, 17], возможность существования ненулевого топологического эффекта Казимира в теориях супергравитации тесно связана с тем фактом, что при рассмотрении последних теорий на фоне топологически нетривиального пространства — времени в полевых супермультиплетах, считываемых с лагранжианов супергравитации, составляющие могут относиться к различным топологически неэквивалентным секторам полей [28]. Типичные представители таких супермультиплетов это действительные скалярные поля, майорановские поля спина 1/2 и 3/2. Все эти поля в топологически нетривиальном пространстве — времени разбиваются на ряд топологически неэквивалентных секторов, причем каждый сектор обладает новым квантовым числом, твистом h , а число секторов определяется топологическими инвариантами пространственно-временного многообразия, и в случае многообразия M_q оно есть 2^q [29]. Твист $h = 0$ имеют так называемые незакрученные поля, какой-либо твист $h \neq 0$ характеризует так называемые поля закрученные в той или иной степени. Все твисты в случае пространств M_q есть элементы группы Z_2^q и для любого твиста в этой группе существует равенство $h^2 = 0$ [29]. Закрученные поля могут вносить ряд поразительных новых свойств в разные вопросы квантовой теории поля и космологии [30, 31, 33, 36]. Для применения их в теориях супергравитации важно отметить здесь, что поскольку представители супермультиплетов супергравитаций в топологически нетривиальном пространстве — времени могут иметь разные твисты, то следует выбирать эти твисты так, чтобы при этом преобразования суперсимметрии данного лагранжиана супергравитации были бы совместимы с заданным предписанием твистов компонентам супермультиплетов, причем гравитон всегда обладает нулевым твистом [28]. При подсчете твистов важно учитывать приведенное выше правило $h^2 = 0$. Рассмотрим поэтому лагранжиан $N = 8$ супергравитации [18, 19], помещенный в многообразие M_q , с этой точки зрения. Выпишем лишь те члены лагранжиана, которые нужны для дальнейшего. Они имеют вид

$$L(x) = -\frac{1}{2x^3} eR - \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\Psi}_\mu \gamma_{51} \gamma_\nu \partial_\rho \Psi_\sigma - \frac{1}{8} e (F_{\mu\nu})^2 - \frac{1}{12} e \bar{\chi}^{ijk} \gamma^\nu \partial_\mu \chi^{l/k} - \\ - \frac{1}{96} e [(\partial_\mu A^{ijkl})^2 + (\partial_\mu B^{ijkl})^2] + \dots, \quad (1)$$

где R — скалярная кривизна, e — определитель тетрады e_μ^m , $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ —

символ Леви-Чивита с $\varepsilon^{1234} = 1$, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$, $F_\mu^{ij} = \partial_\mu A_\nu^{ij} - \partial_\nu A_\mu^{ij}$, $i, j, k, l = 1, \dots, 8$, $\kappa = (8\pi G)^{1/2}$, G — гравитационная постоянная, и мы используем метрику с сигнатурой $(++++)$, поскольку это удобно в теориях супергравитации [32]. Следовательно, $\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$. Таким образом, основные поля теории состоят из гравитона e_μ^m , восьми гравитино Ψ_μ^i , 28 абелевых векторных полей $A_\mu^{ij} = -A_\mu^{ji}$, 56 майорановских спиноров χ^{ijk} и 70 действительных скалярных полей A^{ijkl} , B^{ijkl} . Следует заметить, что число ненулевых компонентов матриц A_μ^{ij} , χ^{ijk} , A^{ijkl} , B^{ijkl} по индексам i, j, k, l есть соответственно число размещений $A_8^2 = 56$, $A_8^3 = 56 \cdot 6$, $A_8^4 = 70 \cdot 24$, что объясняет численные множители в кинетических членах из (1). Точками в правой части (1) обозначены члены, мультилинейные по полям и их производным и описывающие взаимодействия, а так как мы будем работать в одной петле, то эти члены для нас несущественны. Выпишем теперь соответствующие преобразования суперсимметрии для лагранжиана (1). Чтобы избежать громоздких формул, ограничимся в этих преобразованиях членами порядка κ^{-1} и κ^0 в формулах для всех полей, кроме e_μ^m , что будет достаточно для подсчета твистов в допустимых супермультиплетах (e_μ^m , Ψ_μ^i , A_μ^{ij} , χ^{ijk} , A^{ijkl} , B^{ijkl}), считываемых с лагранжиана (1). Преобразования суперсимметрии имеют следующий вид (см. [18, 19]):

$$\begin{aligned} \delta e_\mu^m &= \kappa \bar{\varepsilon}^i \gamma^m \Psi_\mu^i, & \delta \bar{\Psi}_\mu^i &= 2\kappa^{-1} D_\mu \bar{\varepsilon}^i + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\varepsilon}^j \gamma_\mu \sigma^{ij} F_{\nu\rho}^{ij} + O(\kappa), \\ \delta A_\mu^{ij} &= -\sqrt{2} (\bar{\varepsilon}^i \Psi_\mu^j - \bar{\varepsilon}^j \Psi_\mu^i) - \bar{\varepsilon}^k \gamma_\mu \chi^{ijk} + O(\kappa), \\ \delta \chi^{ijk} &= \bar{\varepsilon}^l \partial_\mu (A + i\gamma_5 B)^{ijkl} \gamma^\mu - (\bar{\varepsilon}^i F_{\mu\nu}^{jk} - \bar{\varepsilon}^j F_{\mu\nu}^{ik}) \sigma^{\mu\nu} + O(\kappa), \\ \delta A^{ijkl} &= \bar{\varepsilon}^i \chi^{jkl} - \bar{\varepsilon}^j \chi^{ikl} + \frac{1}{6} \varepsilon^{ijklmnpq} \bar{\varepsilon}^m \chi^{npq} + O(\kappa^2), \\ \delta B^{ijkl} &= i(\bar{\varepsilon}^i \gamma_5 \chi^{jkl} - \bar{\varepsilon}^j \gamma_5 \chi^{ikl}) - \frac{1}{6} \varepsilon^{ijklmnpq} \bar{\varepsilon}^m \gamma_5 \chi^{npq} + O(\kappa^2), \end{aligned} \quad (2)$$

$\varepsilon^{ijklmnpq}$ — символ Леви-Чивита с $\varepsilon^{12345678} = 1$, $\varepsilon^i = \varepsilon^i(x)$ ($i = 1, 2, \dots, 8$) — грассмановские спиноры. Наконец, $D_\rho = \partial_\rho + \frac{1}{2} \omega_\rho^{mn} \sigma_{mn}$, $\sigma_{mn} = \frac{1}{4} [\gamma_m, \gamma_n]$, $\omega_\rho^{mn} = \Gamma_{\rho\mu}^\sigma e^{m\mu} e_\sigma^n - e^{n\mu} \partial_\rho e_\mu^m + O(\kappa^2)$, $\Gamma_{\rho\mu}^\sigma$ — символы Кристоффеля.

Анализ, в духе, обсуждавшемся выше, показывает, что в M_9 допустимы следующие супермультиплеты, совместимые с преобразованиями (2): либо все поля незакручены, то есть h_i (твист любого поля

спина $i = 0$, либо e_μ^m , A_μ^i , A^{ijkl} , B^{ijkl} незакручены ($h_x = h_t = h_0 = 0$), в то время как Ψ_μ^i , χ^{jk} несут один и тот же какой-либо ненулевой твист ($h_{3/2} = h_{1/2} \neq 0$). Перейдем теперь к вычислению эффекта Казимира для теории (1) в M_q , в процессе которого мы укажем конкретную реализацию полевых твистов.

3. Топологический эффект Казимира в $N = 8$ супергравитации. Естественно определить (см. [16, 17]) эффект Казимира в какой-либо теории супергравитации как сумму перенормированных вакуумных средних тензоров энергии — импульса полей спина i , входящих в данную теорию, то есть $\langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} = \sum_i \langle T_i^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}$, где $\langle T_i^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}$ — вклад, соответствующий полю спина i . Поскольку мы интересуемся лишь одной петлей, то для лагранжиана (1) $\langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}$ будет соответствовать просто сумме вкладов от каждого члена, явно выписанного в левой части (1) с учетом разложения $e = 1 + 0(x)$. Вклады действительных скаляров и майорановских спиноров для любого топологического типа были получены в [25, 26] и они есть

$$\begin{aligned} \langle T_0^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} &= i[\partial^\mu \partial^\nu D_{\text{ren}}^{h_0}(x, x')]_{x'-x}, \\ \langle T_{1/2}^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} &= -2i[\partial^\mu \partial^\nu D_{\text{ren}}^{h_{1/2}}(x, x')]_{x'-x}, \end{aligned} \quad (3)$$

где свободный скалярный перенормированный пропагатор $D_{\text{ren}}^{h_i}(x, x')$ должен соответствовать твисту h_i , который несет поле спина $i = 0, 1/2$. Общий вид пропагатора $D_{\text{ren}}^h(x, x')$, соответствующего твисту h , в многообразии M_q найден, например, в работе [27] и выглядит следующим образом (в сигнатуре ++++):

$$\begin{aligned} D_{\text{ren}}^h(x, x') &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum'_{n_k \in z} \exp\left(2\pi i \sum_{k=1}^q n_k g_k\right) \left[\sum_{k=1}^q (x_k - x'_k - n_k L)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j=q+1}^4 (x_j - x'_j)^2 \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где сумма $\sum'_{n_k \in z}$ означает сумму по всем целочисленным наборам (n_k) , кроме члена с $n_k = 0$, а мультиплет (g_k) представляет твист h , причем g_k есть либо 0, либо 1/2 (подробнее см. [27]). Для вычисления вкладов гравитона e_μ^m и гравитино Ψ_μ^i ($i = 1, \dots, 8$) следует поступить аналогично работам [16, 17]. Именно, нужно добавить к (1) член, фиксирующий калибровку полей e_μ^m , Ψ_μ^i . Этот член будет являться естественным обобщением калибровки из [32], использованной в [16]

в случае $N = 1$ супергравитации и будет равен $L(\text{fix}) = -\frac{1}{4} \times$
 $\times (\partial_\mu \sqrt{g} g^{\mu\nu})^2 + \alpha (e_{m\mu} - e_{\mu m})^2 + \frac{1}{4} \bar{\Psi}_\mu^i \gamma^{\mu\nu} \gamma^i \partial_\nu \Psi^i$. Тогда в калибровке
 $\alpha \rightarrow \infty$, $(c_{m\mu} - c_{\mu m}) \rightarrow 0$ с учетом разложений $e_{m\mu} = \delta_{m\mu} + \alpha c_{m\mu}$, $e = 1 +$
 $+ 0(\alpha)$ вклады e_μ^m и Ψ_μ^i вычисляются аналогично [16, 17] и есть

$$\begin{aligned} \langle T_2^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} &= 2i [\partial^\mu \partial^\nu D_{\text{ren}}^{h_2}(x, x')]_{x' \rightarrow x}, \\ \langle T_{3/2}^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} &= -2i [\partial^\mu \partial^\nu D_{\text{ren}}^{h_{3/2}}(x, x')]_{x' \rightarrow x}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $h_2, h_{3/2}$ — твисты, которые несут гравитон h_2 и любое гравитино (как мы видели в разделе 2 все 8 гравитино должны иметь одинаковый твист, не обязательно нулевой, а $h_2 = 0$ всегда). Наконец, чтобы вычислить вклады полей спина 1, нужно добавить для каждого такого поля член, фиксирующий его калибровку. Выбирая в качестве последней фейнмановскую калибровку, можно провести вычисление этих вкладов аналогично работе [17], и мы окончательно получим выражение топологического однопетлевого эффекта Казимира для $N = 8$ супергравитации в случае какого-либо топологически допустимого супермультиплетта

$$\begin{aligned} \langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} &= 2i [\partial^\mu \partial^\nu (D_{\text{ren}}^{h_2}(x, x') - 8D_{\text{ren}}^{h_{3/2}}(x, x') + \\ &+ 28D_{\text{ren}}^{h_1}(x, x') - 56D_{\text{ren}}^{h_{1/2}}(x, x') + 35D_{\text{ren}}^{h_0}(x, x'))]_{x' \rightarrow x}, \end{aligned} \quad (6)$$

где набор твистов h_i подчиняется ограничениям, рассмотренным в разделе 2. Теперь заметим, что для перехода от значений $\langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}} = \langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}^{\text{eucl}}$, получаемых с помощью (4) и (6) в евклидовой сигнатуре $(++++)$, к физической сигнатуре, следует сделать замену $T_{\text{phys}}^{\text{eucl}} = = iT_{\text{eucl}}^{44}$, $T_{\text{phys}}^{11, 22, 33} = -iT_{\text{eucl}}^{11, 22, 33}$, поскольку, как следует из (4) и (6), тензор $\langle T_{\text{phys}}^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}$ будет иметь вид $L^{-4} \text{diag}(\rho, \rho_1, \rho_2, \rho_3)$ с некоторыми действительными числами ρ, ρ_i . Тогда расчет с помощью (4) и (6) дает следующее выражение для просуммированного по всем топологически допустимым супермультиплеттам в M_q эффекта Казимира в физической области:

$$\langle T^{\mu\nu} \rangle_{\text{ren}}^{\text{sum}} = -\frac{64}{\pi^2 L^4} \left[2^q Z_q \left| \begin{matrix} 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 \end{matrix} \right| \left(\frac{4}{q} \right) - \sum_{(g_k)} Z_q \left| \begin{matrix} 0 & \dots & 0 \\ g_1 & \dots & g_q \end{matrix} \right| \left(\frac{4}{q} \right) \right] t_q^{\mu\nu}, \quad (7)$$

где $\sum_{(g_k)}$ обозначает сумму из 2^q слагаемых по всем мультиплеттам (g_k) существующим в M_q (например, в M_2 $(g_k) = (0, 0), (1/2, 0)$..

(0, 1/2), (1/2, 1/2) и т. д.), и мы использовали в (7) q -мерную дзета-функцию Эпштейна $Z_q(s)$, следуя обозначениям из работ [27, 33]. Наконец, матрица $t_q^{\mu\nu} = \text{diag}\left(1, \frac{4}{q} - 1, -\delta_q^1 + \delta_q^2 + \frac{1}{3}\delta_q^3, -\delta_q^1 - \delta_q^2 + \frac{1}{3}\delta_q^3\right)$. Учитывая значения функции $Z_q(s)$, приведенные в [27, 33],

можно установить, что величина $\rho = L^4 \langle T^{00} \rangle_{\text{ren}}^{\text{sum}}$ будет отрицательна, $\rho < 0$. Это обстоятельство позволяет оценить вероятность квантового рождения вселенной, имеющей эффективную топологию M_7 и наполненную полями $N = 8$ супергравитации, в квазиклассическом приближении, к чему мы и переходим.

4. *Квантовое рождение вселенной с топологией M_q* . Как мы уже указали во введении, в настоящее время вызывает интерес возможность квантового рождения вселенной, наполненной материальными полями с последующим раздуванием ее, что позволяет в определенном смысле решить проблему возникновения начального момента инфляции. Такой эффект понимается как процесс, аналогичный туннелированию в обычной квантовой механике через потенциальный барьер. Подходящая квантовая механика для вселенной с пространственно замкнутой частью, позволяющая описать это туннелирование, была развита в работах [34, 35]. Волновая функция основного состояния такой вселенной понимается как евклидов функциональный интеграл по всем четырехмерным геометриям, имеющим данную 3-геометрию в качестве границы. Этим реализуется принцип Хокинга [35], гласящий, что граничное условие для вселенной есть то, что она не имеет границ. Тогда квадрат модуля волновой функции основного состояния интерпретируется как вероятность для вселенной с данной 3-геометрией возникнуть из нулевой 3-геометрии, то есть из точки, что соответствует прохождению некоторого потенциального барьера. Такую вероятность проще всего оценить в квазиклассическом приближении (когда последнее применимо). Это приближение получается при вычислении упомянутого функционального интеграла методом наискорейшего спуска, в котором седловыми точками служат гравитационные инстантоны. В случае одного инстантона физически корректная оценка вероятности рождения в квазиклассическом приближении тогда есть (см. [4—7])

$$\mathcal{W} \sim \exp(-2|S_c|), \quad (8)$$

где S_c — евклидово действие для гравитации, включающее космологическую постоянную $\Lambda > 0$, вычислено на данном инстантоне. Условие применимости квазиклассического приближения сводится к тому, чтобы минимальный характерный размер a_{min} рожденной вселенной был бы много больше планковской длины, $a_{\text{min}} \gg l_{\text{pl}} \sim 10^{-33}$ см, то есть по-

нятие топологии и геометрии пространства — времени имело бы смысл. Мы предполагаем, что после рождения вселенной, наполненной полями $N = 8$ супергравитации и имеющей топологию $M_1 = R \times (S^1)^3$, реализуется сценарий Старобинского [24] за счет топологического эффекта Казимира в $N = 8$ супергравитации. Считая, что метрика рожденной вселенной имеет вид $ds^2 = dt^2 - a^2(t) dx_1^2 - b^2(t) dx_2^2 - c^2(t) dx_3^2$ и, кроме того, вселенная обладает космологической постоянной $\Lambda = 3H^2 > 0$, в случае M_1 топологии полагаем $a = b = c$ (изотропный случай), что приводит к уравнению для масштабного фактора $a(t)$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3} \pi G \langle T_0^0 \rangle_{ren}^{sum} + V, \quad V = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (9)$$

Для самосогласованного решения (9) следует положить $\langle T_0^0 \rangle_{ren}^{sum} = \frac{\rho}{(aL)^4}$, где ρ вычислено в топологии M_1 (см. раздел 3). Поскольку $\rho < 0$, то рассуждения, аналогичные рассуждениям из [16, 17], показывают, что квазиклассическое приближение применимо в этом случае и мы получаем как в [16, 17] решение для (9), описывающее инфляцию по Старобинскому, вида $a(t) = a_0 L^{-1} c \dot{h}^{1/2} (2Ht)$, $a_0 = (8\pi G |\rho| / 3H^2)^{1/4}$, а соответствующий инстантон получается при замене в (9) $t \rightarrow -i\tau$ и имеет вид $a_e(\tau) = a_0 L^{-1} \cos^{1/2}(2H\tau)$, причем следует наложить условие $|2H\tau| < \frac{\pi}{2}$ (подробнее см. [16, 17]). Тогда с помощью

формулы $\int_0^{\pi/2} \cos^2 x dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\alpha}{2}+1\right)}$ легко найти евклидово дей-

ствие на данном инстантоне

$$S_e = \frac{1}{16\pi G} \int \sqrt{g} (R + 2\Lambda) d^4x = i \frac{\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{12\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left(\frac{6\pi|\rho|^3}{GH^2}\right)^{1/4}, \quad (10)$$

что влечет оценку вероятности рождения

$$\mathcal{W} \sim \exp \left[- \frac{\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{6\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left(\frac{6\pi|\rho|^3}{GH^2}\right)^{1/4} \right]. \quad (11)$$

В случае рожденной топологии M_2 следует считать $a = b \ll c$ и можно по-

ложить $c = ka$, где $k \gg 1$, что увеличивает действие (10) (с ρ , вычисленным в M_2 топологии) в k раз. Наконец, при рождении M_1 топологии мы имеем $a = b \gg c$ и следует положить $a = b = kc$, что дает действие (10) (с $\rho < 0$, вычисленным в топологии M_1), умноженное на k^2 . Все вышеприведенные в настоящем разделе рассуждения аналогичны подобным в работах [16, 17], и, таким образом, мы получаем общую оценку вероятности рождения вселенной с эффективной топологией M_q , наполненной полями $N = 8$ супергравитации

$$W_q \sim \exp \left[-k^{3-q} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{6\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left(\frac{6\pi|\rho|^3}{GH^2}\right)^{1/4} \right], \quad (12)$$

где $\rho < 0$ вычислено в M_q топологии (см. раздел 3). Оценка (12) показывает, что рождение вселенной с более изотропной топологией более вероятно, что ранее было установлено также в случае $N = 1, 2, 3, 4$ супергравитаций [16, 17]. Наконец, следует заметить, что дополнительно мы показали, что сценарий Старобинского может быть реализован в $N = 8$ супергравитации. Это подкрепляет общий вывод работы [36] о том, что нетривиальная топология пространства — времени должна способствовать реализации сценария Старобинского.

5. *Заключение.* Мы видели в предыдущих разделах, что можно разумно поставить и решить вопрос о возможности квантового рождения вселенной, наполненной полями $N = 8$ супергравитации, то есть той версии супергравитации, которая, по-видимому, будет являться важной составной частью любой будущей теории, объединяющей все взаимодействия [20, 21]. При этом существенную роль играла нетривиальная топология вселенной, которая приводила к квантовым эффектам полей теории (топологический эффект Казимира), обеспечивавшим раздувание вселенной после рождения, начиная с расстояний, много больших планковской длины. Следовательно, начиная именно с тех расстояний, где любая версия супергравитации (будучи неперенормируемой) согласно современным представлениям и может возникать как эффективная теория из более фундаментальной, свободной от трудностей, связанных с неперенормируемостью. В качестве кандидата на последнюю теорию в настоящее время претендует теория суперструны, которая, например, дает $N = 8$ супергравитацию в пределе бесконечного натяжения суперструны [22]. Поэтому следующим, более последовательным подходом к построению космологического сценария рождения и раздувания вселенной, по-видимому, будет рассмотрение такой возможности в рамках суперструнной теории, где вселенная, наполненная, например, полями $N = 8$ супергравитации, будет возникать как результат

взаимодействия суперструн на планковских масштабах. При этом нужно будет решить проблему компактификации дополнительных измерений пространства — времени, поскольку теория суперструн может непротиворечиво быть развита лишь в десятимерном пространстве—времени. Мы надеемся рассмотреть эти вопросы в другом месте.

Мы признательны за интерес к работе сотрудникам Ленинградского отделения МИАН СССР А. Б. Венкову, П. П. Кулишу и Л. А. Тахтаджяну.

Ленинградский политехнический
институт

QUANTUM CREATION OF THE UNIVERSE IN $N = 8$ SUPERGRAVITY

YU. P. GONCHAROV, A. A. BYTSENKO

We discuss a possibility of quantum creation for an inflationary universe filled with the fields of the maximal extended $N = 8$ supergravity. If the created universe has the spatial $(S^1)^3$ topology and after creation the Starobinsky inflationary scenario occurs owing to the topological Casimir effect in $N = 8$ supergravity, then one can estimate the creation probability of such a universe in the semiclassical approximation. The rate which is obtained shows the birth of the universe with more isotropic topology to be more plausible.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Linde, Repts. Progr. Phys., 47, 925, 1984.
2. R. H. Brandenberger, Rev. Mod. Phys., 57, 1, 1985.
3. A. Vilenkin, Phys. Lett., 117 B, 25, 1982; Phys. Rev., D 27, 284, 1983.
4. A. Vilenkin, Phys. Rev., D 30, 509, 1984; Nucl. Phys., B 252, 141, 1985.
5. А. Д. Линде, Ж. эксперим. и теор. физ., 87, 369, 1984.
6. S. W. Hawking, Z. C. Wu, Phys. Lett., 151 B, 15, 1985.
7. J. J. Halliwell, S. W. Hawking, Phys. Rev., D 31, 1777, 1985.
8. G. F. R. Ellis, Gen. Relat. and Gravit., 2, 7, 1971.
9. G. F. R. Ellis et al., Phys. Rep., 124, 315, 1985.
10. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, Письма в Астрон. ж., 10, 323, 1984.
11. D. V. Nanopoulos, A. Savoy-Navarro, eds., Phys. Rep., 107, 3, 1984.
12. H. P. Nilles, Phys. Rep., 110, 1, 1984.
13. М. И. Высоцкий, Успехи физ. наук, 146, 591, 1985.
14. P. Fayet, Phys. Lett., 142 B, 263, 1984; 153 B, 397, 1985; Nucl. Phys., B 246, 89, 1984.
15. K. Enquist, J. Maalampi, Phys. Lett., 157 B, 43, 1985.
6. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., 160 B, 335, 1985.

17. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Phys. Lett. 169 B, 171, 1986.
18. B. de Witt, D. Z. Freedman, Nucl. Phys., B 130, 105, 1977.
19. E. Cremmer, B. Julia, Nucl. Phys., B 159, 141, 1979.
20. J. Ellis, M.K. Gaillard, B. Zumino, Phys. Lett., 94 B, 343, 1980.
21. J. Ellis, M. K. Gaillard, M. Günaydin, B. Zumino, Nucl. Phys., B 224, 427, 1983.
22. M. B. Green, J. H. Schwarz, L. Brink, Nucl. Phys., B 198, 474, 1982.
23. M. B. Green, J. H. Schwarz, Phys. Lett., 149 B, 117, 1984; 151 B, 21, 1985.
24. A. A. Starobinsky, Phys. Lett., 91 B, 99, 1980.
25. R. Banach, J. S. Dowker, J. Phys., A 11, 2255, 1978; A 12, 2545, 1979.
26. B. S. de Witt, C. F. Hart, C. J. Isham, Physica, 96 A, 197, 1979.
27. Yu. P. Goncharov, Class. and Quantum Gravity, 2, 179, 1985.
28. A. Chockalingham, C. J. Isham, J. Phys., A 13, 2723, 1980.
29. C. J. Isham, Proc. Roy. Soc. London, A 362, 383, 1978; A 364, 591, 1978.
30. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., 91 A, 153, 1982; 119 B, 403, 1982; 133 B, 433, 1983; 147 B, 269, 1984.
31. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., 163 B, 155, 1985; 168 B, 239, 1986.
32. P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep., 68, 189, 1981.
33. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Nucl. Phys. 271, 726, 1986.
34. J. B. Hartle, S. W. Hawking, Phys. Rev., D 28, 2960, 1983.
35. S. W. Hawking, Nucl. Phys., B 239, 257, 1984.
36. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., 165 B, 49, 1985.

УДК: 524.387

ОБЗОРЫ

ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ
ЗВЕЗД МАЛОЙ МАССЫ

А. Н. ИВАНОВ

Поступила 30 сентября 1986

Принята к печати 20 апреля 1987

В обзоре освещены вопросы, имеющие отношение к проблеме несинхронности вращения в ТДС, к стационарной и нестационарной потере вещества компонентами ТДС, включая обмен веществом в контактных системах. Рассмотрены теоретические модели движения газа в околозвездном пространстве, включая уход вещества из системы. Обсуждаются процессы стационарной и нестационарной аккреции газа, а также возможные вспышки звезд типа U Блинецов.

1. *Введение.* Модель газовых потоков в тесных двойных системах (ТДС) впервые была предложена О. Струве в 1941 г. [1]. Она была призвана объяснить ряд спектроскопических аномалий у системы β Лиры и долгое время служила общепринятым наглядным примером процесса обмена массой. В пятидесятые годы было установлено, что в двойных системах типа Алголя менее массивный компонент оказывается более проэволюционировавшим, что противоречит теории эволюции одиночных звезд. Для устранения этого парадокса Дж. Кроуфорд [2] в 1955 г. предположил, что компонент, обладающий в настоящее время меньшей массой, когда-то был более массивным. Его эволюция шла быстрее, он начал расширяться и при заполнении им полости, ограниченной критической поверхностью Роша, о которой см., например, [3], началось интенсивное перетекание газа на второй компонент. Подробнее с этой проблемой можно ознакомиться по обзорам [4—6].

Постепенно открывались все новые типы объектов, в которых есть газовые потоки. Р. Крафт [7] установил, что Новая Геркулеса 1934 г. — DQ Геркулеса — оказалась двойной системой, состоящей из звезды малого радиуса, окруженной вращающейся дискообразной оболочкой, и красного карлика значительно большего размера.

Может быть, наиболее впечатляющим результатом перетекания газа и выпадения его на белый карлик являются вспышки новых звезд. Теории этих вспышек посвящено множество специальных работ, см., например, обзор [8], и в дальнейшем здесь о них говорить не будет.

К настоящему времени движения газовых потоков надежно установлены у повторных новых звезд и новоподобных взрывных переменных типа U Блинецов, у симбиотических звезд, у галактических источников рентгеновского излучения и у некоторых других типов звезд. Многообразный наблюдательный материал потребовал глубокого осмысления.

Теоретические исследования газовых потоков в ТДС вначале были связаны с новоподобными и новыми звездами. Открытие рентгеновских источников в 60-е годы стимулировало изучение ТДС именно с точки зрения объяснения происхождения рентгеновского излучения. Читатель может ознакомиться с этим вопросом, обратившись к обзорам, например, Ч. Б. Бойла [9] или Г. С. Бисноватого-Когана [10].

В настоящем обзоре основное внимание будет уделено работам, посвященным исследованию взрывных переменных звезд-карликов, как менее известным и не освещенным в обзорах достаточно широко.

Советские исследователи внесли существенный вклад в изучение движения вещества в ТДС. Ими предложены многие ключевые модели этого процесса. Так, важность турбулентности для дисковой аккреции и модель турбулентных дисков и струй в системах звезд-карликов впервые предложил В. Г. Горбацкий в 1965 г. [11]. Теория дисковой аккреции на нейтронные звезды и релятивистские объекты получила развитие в работе Н. И. Шакуры и Р. А. Сюняева [12]. В 1973 г. ими предложена удачная параметризация турбулентной вязкости, ставшая общепринятой. Г. С. Бисноватый-Коган и С. И. Блинные [13] в 1977 г. исследовали вертикальную структуру дисков и обнаружили конвективную неустойчивость в областях, где давление излучения превышает газовое.

Что касается изучения взрывных переменных звезд, то заметный прогресс в понимании их природы сопряжен с работами, выполненными в Ленинградском университете. Так, В. Г. Горбацкий указал на роль несинхронности вращения компонента, теряющего вещество, для объяснения нестационарных явлений у этих звезд [14]. Ю. П. Коровяковский [15] исследовал динамические приливы в атмосфере несинхронно вращающегося компонента ТДС и возникающее благодаря этому истечение. Л. Н. Иванов [16] изучил нестационарную конвекцию в таком компоненте и установил неустойчивость конвективного потока энергии. В. И. Таранов теоретически обнаружил автоколебания фронта ударной волны в газовых потоках в ТДС [17].

Количество работ по тематике, связанной с движением газа в ТДС, не содержащих релятивистских объектов, за последние десять лет сильно

возросло и исчисляется сотнями, чем и оправдывается написание настоящего обзора. Основное внимание в нем будет уделено теоретическим моделям и представлениям, объясняющим наблюдательные данные по движению газа в ТДС, включая контактные звезды.

2. *Наблюдательные проявления газовых потоков.* В случае повторных новых звезд, таких, как DQ Геркулеса, в спокойном состоянии почти вся энергия излучается газовыми потоками. Это же справедливо и для взрывных переменных, например, U Близнецов, SU Большой Медведицы и т. п. Только в сравнительно редких случаях у таких объектов заметно излучение самих звезд. Поэтому наблюдения, относящиеся именно к новоподобным звездам, кажутся наиболее представительными в проблеме движения вещества в ТДС. Подробный обзор наблюдений ТДС можно найти в работе [18], а физические характеристики ТДС в [28].

Двойственность рассматриваемых звезд проявляется прежде всего в наличии затмений. Характерная затменная кривая блеска представлена на рис. 1 [19]. Бросается в глаза присутствие уярчения, наблюдаемое перед

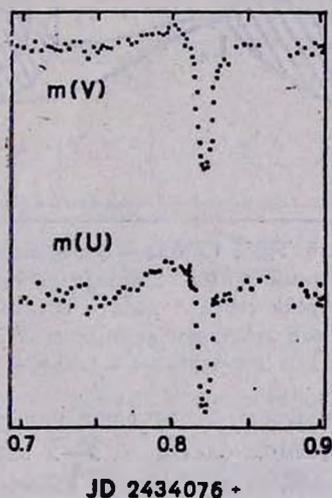


Рис. 1. Кривая блеска UX Большой Медведицы [19].

главным минимумом. Это, так называемый, орбитальный горб. Вторичный минимум выражен очень слабо, часто вообще отсутствует, в чем сказывается малая светимость второго компонента. Часто двойственность проявляется только в наличии орбитального горба, затмения же отсутствуют, как у SU Большой Медведицы.

Особенностью кривых блеска являются быстрые флуктуации. У некоторых звезд флуктуации имеют ярко выраженный периодический характер. Так, у DQ Геркулеса их период равен 72 с. У других же можно выявить

только признаки скрытой периодичности. При этом период-флуктуаций на один—два порядка короче орбитального [20, 21].

Главным признаком присутствия ионизованного газа в околозвездном пространстве служат эмиссионные линии в спектрах этих объектов. В [101] установлено, что форма контуров спектральных линий претерпевает вариации, коррелирующие с орбитальной фазой. Видимые изменения профилей линий получили наименование S-волны. Они свидетельствуют о наличии упорядоченного, струеподобного течения газа [22].

К настоящему времени сложилась стандартная модель, объясняющая основные черты поведения излучения ТДС вне вспышек [29]. Она показана на рис. 2.

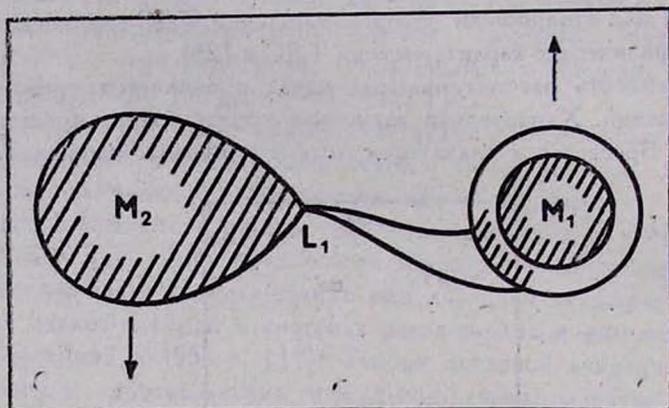


Рис. 2. Стандартная модель ТДС. Справа — белый карлик, окруженный дискообразной оболочкой. Слева — красный карлик, с поверхности которого стекает газ, формирующий струю. В месте встречи струи с диском образуется «орбитальное» пятно. Траектория струи искривлена под действием кориолисовой силы. Направление вращения показано стрелкой.

Определяющей особенностью карликовых новых являются их вспышки, сопровождающиеся подъемом блеска на 3—5 звездных величин и длящиеся несколько дней. Наиболее загадочным кажется наличие двух видов вспышек — больших и малых. В процессе большой вспышки выделяется в несколько раз больше энергии, в основном за счет большей ее длительности. Размежевание двух видов вспышек так сильно, что на гистограммах, показывающих частотность вспышек различных энергий, имеется глубокий минимум [23]. Типичная энергия, выделяемая при малой вспышке, 10^{38} — 10^{39} эрг.

Несколько лет назад были обнаружены, так называемые, сверхгорбы на кривых блеска, появляющиеся у некоторых вспыхивающих звезд в процессе только больших вспышек [24, 25]. Выделен целый подтип карликовых новых — звезды типа SU Большой Медведицы [26] — именно по это-

му признаку. Сверхгорбы оказываются связанными с характером движения вещества в ТДС, поэтому им следует уделить пристальное внимание. Одной из наиболее хорошо изученных звезд, показывающих сверхгорбы, является VW Гидры. Блеск этой системы благодаря им колеблется с амплитудой 0.2—0.3 зв. величин, при общем подъеме блеска из-за вспышки на 4—5 зв. величин. Интервал повторения сверхгорбов при их появлении через 2—3 дня после максимума вспышки составляет 110 минут и по мере падения блеска приближается к орбитальному периоду в 107 минут. По завершении большой вспышки вновь становится заметным орбитальный горб, причем, амплитуда его и период испытывают периодические возмущения. Это явление получило название биений. Период биений у VW Гидры равен 2.85 суток [27].

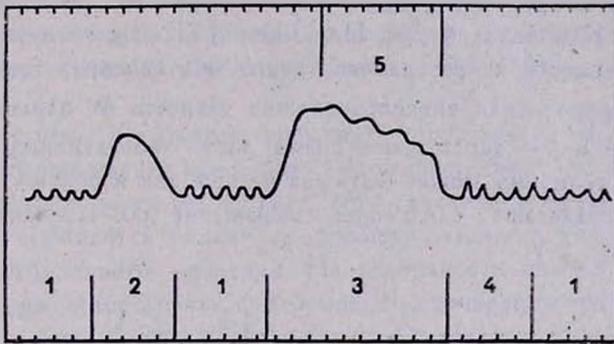


Рис. 3. Схематическое изображение кривой блеска звезды типа SU Большой Медведицы, 1 — орбитальные горбы; 2 — малая вспышка; 3 — большая вспышка; 4 — стадия биений; 5 — сверхгорбы.

3. *Проблема несинхронности вращения в ТДС.* На динамике газовых потоков в ТДС, а также на режиме выхода энергии из внутренних областей на поверхность компонента, теряющего вещество, чрезвычайно сильно сказывается его вращение. Если частота вращения звезды ω совпадает с частотой орбитального обращения двойной системы ω_0 , то говорят, что звезда вращается синхронно. В противном случае она вращается несинхронно, о степени чего судят по величине параметра f , такого, что

$$\omega = (1 + f) \omega_0. \quad (1)$$

Прямые спектроскопические наблюдения скоростей вращения звезд в ТДС чрезвычайно затруднены искажающим влиянием газовых потоков, поэтому о несинхронности в них можно судить только косвенно, например, по эффекту биений у сверхгорбов во время вспышек звезд типа SU Большой Медведицы, о чем см. ниже в разделе 8. В связи с этим особый инте-

рес приобретает теоретический анализ проблемы. Главный вопрос при этом, как долго может сохраняться несинхронность у звезды, испытывающей приливное воздействие со стороны второго члена пары.

Впервые на важность приливов как механизма торможения несинхронного вращения указал Г. Дарвин в 1879 г. [30]. Скорость торможения определяется механизмом диссипации. Оценки Дж. П. Занна [31] показывают, что время торможения из-за молекулярной вязкости оказывается порядка 10^{12} лет, из-за лучистого торможения оно больше времени горения ядерных источников энергии, и только конвективная турбулентная вязкость оказывается весьма эффективной. При этом время торможения вращения звезды в ТДС может исчисляться буквально несколькими годами.

Явно пессимистические предсказания теории [31] в отношении несинхронности в ТДС, содержащих карлик позднего спектрального класса, побудили К. Кэмпбелла и Дж. Папалоизи [32] подвергнуть новому анализу эффективность конвективного трения. Их основная идея сводится к тому, что турбулентная вязкость должна зависеть от параметра $\eta = t_{\text{соп}} \times \times (2f\omega_0)$, где $t_{\text{соп}}$ — характерное время роста конвективных возмущений, η по порядку величины может быть как меньше, так и больше единицы. Авторы [32] предлагают следующее выражение для коэффициента турбулентной вязкости ν :

$$\nu = \nu_0 \cdot G_R, \quad G_R = \begin{cases} 1, & \eta < 1 \\ \eta^{-2}, & \eta > 1, \end{cases} \quad (2)$$

где ν_0 — обычная турбулентная вязкость.

Результаты [31] соответствуют зависимости $G_R \sim \eta^{-1}$ при $\eta > 1$. Таким образом, предполагается, что конвекция перестает реагировать на приливы при большой их частоте. Понятно, что при таком подходе время торможения значительно увеличивается. Для звезд типа U Близнецов получено время порядка 10^7 лет. Однако в подходе [32] не преодолен до конца парадокс, присущий и теории [31], а именно, получается резкое торможение, за время порядка 100 лет, медленного несинхронного вращения, когда на процесс начинают влиять глубокие слои конвективной зоны. Так как энергия вращения диссипирует посредством трения, быстрое торможение должно приводить к сильному дополнительному разогреву звезды, чего не наблюдается. Кроме того, предложенная коррекция коэффициента турбулентной вязкости не кажется убедительной, так как из анализа нестационарной конвекции в цефеидах [33] и в звездах-карликах [34] для G_R следует формула

$$G_R \sim \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad (3)$$

которая больше соответствует теории [31], чем [32].

Если для карликовых ТДС скорость вращения пока определить не удастся, то для более широких пар существует богатый наблюдательный материал, см., например, [35]. Там установлено, что тенденция к синхронизации в двойных системах усиливается по мере укорочения орбитального периода и по мере увеличения возраста компонентов. В [36] на материале примерно 130 двойных систем показано, что если синхронизация конвективных звезд в общем соответствует предсказаниям теории [31], то данные относительно звезд с лучистыми оболочками находятся с ней в разительном противоречии. Именно, они обнаруживают тенденцию к синхронизации гораздо более сильную, чем этого можно было бы ожидать, предполагая молекулярную или лучистую вязкость в качестве механизма диссипации.

В связи с этим необходимо упомянуть работы В. Г. Горбацкого [37, 38], в которых изучен процесс потери углового момента звездой, имеющей быстровращающееся ядро. При этом, поскольку вращение внешних слоев звезды тормозится приливами гораздо сильнее, устанавливается режим дифференциального вращения. На поверхности звезды имеется тонкий слой, вращающийся почти синхронно. Быстровращающееся ядро сцеплено с этим слоем, конвективным или нет — безразлично, посредством вынужденной турбулентности, возникающей в промежуточных лучистых слоях из-за дифференциального вращения. Получено время торможения холодного компонента системы типа U Близнецов примерно 10^7 лет.

Важной чертой модели с быстровращающимся ядром является дифференциальное вращение. Оно естественным образом объясняет и видимую синхронизацию звезд с лучистыми оболочками и наличие несинхронности в ТДС типа U Близнецов. Дело в том, что для строения и энергетики звезды важно вращение ее основной массы, которое в этой модели может продолжаться достаточно долго. В наблюдениях же проявляется вращение внешнего слоя, который тормозится сравнительно быстро, но не может достичь синхронности окончательно, так как изнутри к нему подводится вращательный момент.

Е. Т. Шарлеманн [39] исследовал приливное торможение для звезд с тонкими конвективными оболочками при малых амплитудах приливообразующей силы. Авторы [40] изучили приливную раскрутку первоначально не вращающейся звезды, большой массы, $\sim 20 M_{\odot}$, имеющей спутник одной солнечной массы. Во всех случаях для заметного изменения вращения получается время порядка 10^7 лет.

4. *Стационарная потеря вещества компонентами ТДС.* 1) *Контактные системы.* Среди всех ТДС подавляющее большинство принадлежит типу W Большой Медведицы. Несмотря на ряд исследований, природа этих звезд остается загадочной даже в большей степени, чем, например, природа повторных новых звезд.

На основании затменных кривых блеска, на которых практически отсутствуют интервалы постоянства, сложилось мнение, что фигуры компонентов сильно искажены взаимным притяжением и находятся в непосредственном контакте. Эти данные послужили исходной точкой для развития представлений о том, что компоненты обмениваются между собой энергией через общую конвективную оболочку [41]. Теоретически было показано, что при некоторых отношениях масс компонентов контактные системы оказываются неустойчивыми и могут совершать тепловые колебания с периодом 10^7 лет [42—44].

Моделирование контактных систем неустойчивыми конфигурациями подверглось всесторонней критике в [45, 46]. Однако, по оценке авторов [47], полученные в [46] модели находятся примерно в таком же согласии с наблюдаемой зависимостью период—цвет, что и модели, построенные в рамках теории вековых тепловых колебаний.

Для оценок эффективности конвективного обмена энергией между компонентами оказалось недостаточно порядковых оценок, как это обычно делалось, см., например, [49], когда получался весьма эффективный энергообмен, что и вдохновило на дальнейшее развитие моделей с общей конвективной оболочкой. В статье Л. Н. Иванова [50] рассмотрена задача о конвекции в политропной перемычке контактной системы. Показано, что горячие конвективные элементы совершают колебания в окрестности точки L_1 и, в результате, не могут покинуть эту окрестность. Конвекция не в состоянии транспортировать энергию так, чтобы та равномерно распределялась в недрах второго компонента. Тем самым отпадает главнейшая предпосылка модели общей конвективной оболочки.

Дж. Хазлхёрст [51] вновь рассмотрел перенос горячих газовых пузырей от компонента к компоненту. Но равномерное перераспределение дополнительной энергии по поверхности второй звезды остается необъясненным.

Гораздо более перспективным представляется подход, предложенный И. Б. Пустыльником и Л. Эйнасто [52—54]. Ими рассмотрена модель ТДС, состоящая из двух шарообразных звезд, погруженных в общую сферически-симметричную протяженную оболочку с радиальным градиентом непрозрачности. Присутствие рассеивающей оболочки естественным образом объясняет множество свойств, ранее приписываемых компонентам контактных систем. Большой вклад в эффект эллипсоидальности вносят чисто фотометрические причины, так как изофоты системы с достаточно плотной

рассеивающей оболочкой весьма напоминают по форме эквипотенциальные поверхности Роша. Если массы звезд заметно различаются, то компонент меньшей массы очень слабо влияет на рассеянный оболочкой свет. Этим объясняется часто обнаруживаемое совпадение температур компонентов.

2) *Анализ эквипотенциальных поверхностей.* Для исследования стационарного течения газа в ТДС обычно вводится равномерно вращающаяся система координат, в которой обе звезды покоятся, что возможно при круговой орбите. Если за единицу расстояния принять расстояние между звездами a , за единицу массы — суммарную массу системы $M = M_1 + M_2$, за единицу времени — период обращения, то уравнение стационарного движения газа примет вид

$$(\bar{v}\bar{\nabla})\bar{v} + \frac{1}{2}[\bar{v}\bar{v}] = -\frac{1}{\rho}\bar{\nabla}P + \bar{\nabla}\Omega, \quad (4)$$

где

$$\Omega = \frac{\lambda}{r_1} + \frac{1-\lambda}{r_2} + \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \quad (5)$$

выражает суммарный потенциал сил тяготения и центробежной силы, возникающей из-за орбитального обращения.

Если движение вещества предполагать баротропным, т. е. адиабатическим или изотермическим, тогда можно ввести функцию давления F

$$-\frac{1}{\rho}\bar{\nabla}P = \bar{\nabla}F \quad (6)$$

и установить, что вдоль линии тока выполняется соотношение

$$\frac{V^2}{2} = \Omega - F + C, \quad (7)$$

где C — константа. Это соотношение является комбинацией известных формул Бернулли для движения жидкости и интеграла Якоби для ограниченной круговой задачи трех тел [55].

Установлено (см., например, [56]), что при синхронном вращении поверхности $\rho = \text{const}$ совпадают с поверхностями $\Omega = C$, если звезда находится целиком внутри своей полости Роша (см. рис. 4). Долгое время считалось очевидным, что именно при переполнении критической полости вещество должно начать двигаться в пространстве каким-либо образом. В связи с этим имеется стремление при анализе более сложных конфигураций, чем круговая синхронная пара звезд, когда интеграл вида (7) уже отсутствует, включать изучаемый эффект в выражение для потенциала Ω и

по-прежнему ограничиваться рассмотрением эквипотенциальных поверхностей. Так, в [57] учтена несинхронность вращения, в [56, 58, 60] изучен потенциал, когда направление оси вращения звезд не совпадает с осью орбитального обращения. В [59] учтена эксцентricность орбиты, а в [61] световое давление.

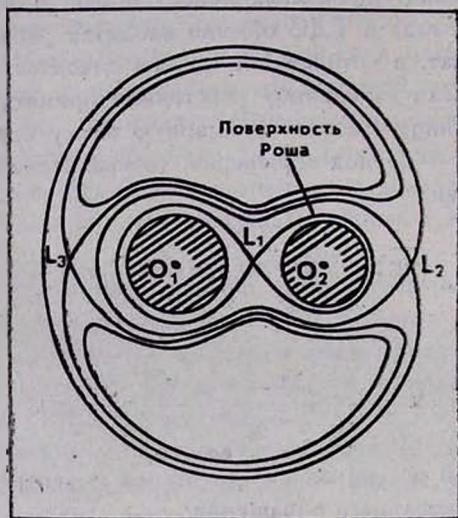


Рис. 4. Сечение эквипотенциальных поверхностей ТДС.

С. Любов [62] показал, что уже при малой несинхронности возникает расхождение между поверхностями $\rho = \text{const}$ и $P = \text{const}$, таким образом, поверхности $\Omega = C$ теряют свое уникальное значение. Кроме того, неподвижность пробной частицы относительно звезды фактически требует твердотельности ее вращения. Возникающее при приливном торможении дифференциальное вращение в значительной мере обесценивает результаты анализа эквипотенциальных поверхностей.

3) *Истечение при переполнении поверхности Роша.* Эволюционные расчеты для ТДС показали возможность такого расширения одного из компонентов, что он переполняет свою полость Роша. Неминуемо возникает квазистационарный поток вещества, покидающего расширившийся компонент [6]. Помимо возникновения стационарного потока возможно и катастрофическое возрастание потерь, когда звезда отдает существенную долю своей массы за время порядка 10^4 лет [63]. В [64] предполагается, что звезда должна отдать 80% массы за время ее тепловой релаксации τ [65], где

$$\tau = 3 \cdot 10^7 \frac{M^2}{RL} \text{ лет.} \quad (8)$$

Очевидно, что вышеприведенные рассуждения могут дать лишь весьма грубое представление об истинном характере истечения газа из компонента ТДС. Поэтому в литературе большое внимание уделяется движению газа в поле гравитационного потенциала, присущего двойным системам. Как подчеркивает Э. Копал [66], необходимость именно газодинамического подхода в этой задаче обуславливается тем, что длина свободного пробега частицы на много порядков меньше размеров звезд и системы.

В работе [67] для вычисления темпа потери вещества использовалось соотношение (7). Предполагалось, что газ стекает к точке L_1 вдоль эквипотенциальных поверхностей, а там уже начинает фонтанировать в сторону второго компонента. В предположении, что газ уходит от звезды со скоростью звука v_s , получен расход массы вдоль линии тока $\rho_s v_s$, где:

$v_s = \sqrt{\frac{R^* T}{\mu}}$ — местная скорость звука, ρ_s — плотность в окрестности точки L_1 . В [68] предложено выражение для сечения струи Q

$$Q = \pi R H, \quad H = \frac{R^* T}{\mu g}, \quad (9)$$

где H — шкала высоты по давлению для фотосферы, R^* — газовая постоянная.

Если в [67] была заложена идея, что истечение возможно лишь при переполнении звездой ее полости Роша, то в [68] показано, что для звезд сверхгигантов — компонентов массивных рентгеновских двойных систем для поддержания светимости в рентгеновском диапазоне достаточно, чтобы только атмосфера, а не фотосфера звезды, выходила за пределы критической поверхности. Зазор между фотосферой и этой поверхностью может достигать нескольких величин H .

Развитие этого подхода применительно к звездам-карликам можно найти в [69].

4) *Корональный звездный ветер.* Независимо от проблемы движения газа в ТДС возникла модель солнечного ветра Е. Паркера [70]. К настоящему времени этой модели движения вещества применительно к одиночным звездам посвящено огромное количество работ, см., например, обзор Дж. П. Кассинелли [71].

Применительно к ТДС модель звездного ветра, возбуждаемого световым давлением, используется в тех случаях, когда компонент, теряющий вещество, недостаточно велик, чтобы достичь поверхности Роша, но зато имеет большую светимость и высокую температуру поверхности. Такие:

условия реализуются зачастую в галактических источниках рентгеновского излучения [143, 144].

Для ТДС, содержащих карлики позднего спектрального класса, более подходящей может оказаться модель коронального звездного ветра. Может быть, крайнюю позицию в этом вопросе занимает Э. Копал [66]. Он склонен полагать, что главенствующую роль в потере вещества из ТДС играет высокотемпературный звездный ветер независимо от степени близости компонентов.

Основные идеи, имеющие отношение к этому процессу, здесь будут изложены, следуя работе Р. МакКрей и С. Хатчетта [72]. В случае стационарного сферически-симметричного движения газа выполняется соотношение

$$\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right) \frac{dv^2}{dr} = \frac{4}{r} c^2 - \frac{2GM}{r^2}, \quad (10)$$

где c^2 — квадрат скорости звука. Наиболее простое решение уравнения (10) получается в случае изотермического течения. Если $u = v^2/c^2$, то

$$u - \ln u = 4 \ln \left(\frac{r}{r_s}\right) + 4 \frac{r_s}{r} + K, \quad (11)$$

и $r_s = GM/2c^2$ — параметр задачи, называемый звуковой точкой.

Структура общего решения (11) такова, что скорость на бесконечности может отличаться от нуля, если только при $r = r_s$ скорость потока $v = c = v_e/2$, где v_e — скорость убегания, определяемая соотношением

$$v_e = \sqrt{\frac{2\varphi}{\mu}}, \quad \varphi = \frac{GM\mu}{r_s}, \quad (12)$$

μ — средний молекулярный вес, φ — величина потенциального барьера, который в среднем должна преодолеть одна частица. Отсюда следует простое наглядное представление о природе звездного ветра. Этот процесс имеет место, если температура газа такова, что средняя тепловая скорость частиц достаточна для преодоления притяжения звезды. Такая температура убе-

гания $T_e^* = \frac{\varphi}{2k}$, k — постоянная Больцмана. В результате становится

ясно, как обобщить модель звездного ветра на случай ТДС. Авторы [72] предполагают, что движение газа происходит перпендикулярно эквипотенциальным поверхностям. Вместо потенциала φ в формулах (12) нужно использовать разность потенциалов на поверхности звезды и на критической поверхности Роша. В [73] показано, что вращение одиночной звезды не приводит к различию в потоке вещества в полярном и экваториальном направлениях. Авторы [74] заключили, что в ТДС основной поток вещества формируется в направлении линии, соединяющей центры звезд.

Представляется, что принятое в литературе раздельное рассмотрение истечения из-за звездного ветра и из-за переполнения полости Роша неоправданно. По-существу, в том и другом случае работает один и тот же механизм — звездный ветер. По мере заполнения звездой полости Роша он возможен при все более низких температурах газа.

Рассмотрим для примера ТДС с компонентами равных масс M_* и большой полуосью a , радиусом звезды, теряющей вещество R_* . Выражая в формуле (5) все расстояния в единицах a , получим

$$\Omega = \frac{GM_*}{a} \left[(x^2 + y^2) + \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right]. \quad (13)$$

Рассмотрим частицу, лежащую на оси x . Если пользоваться выражением для разности потенциалов между поверхностью звезды, соответствующей точке $x = 1/2 - r_*$, где $r_* = R_*/a$, и точкой Лагранжа L_1 , когда $x=0$, то температура убегания T_e имеет выражение

$$\frac{T_e}{T_e^*} = r_* \left[\left(\frac{1}{2} - r_* \right)^2 + \frac{1}{|1 - r_*|} + \frac{1}{r_*} - 4 \right], \quad (14)$$

где T_e^* — по-прежнему температура убегания от единичной звезды. Как видим, если диаметр звезды составляет 80% поперечника полости Роша, температура убегания в 14 раз, а при заполнении на 90% в 52 раза ниже, чем у одиночной звезды. При сравнительно низких температурах истечения, а значит и при низких скоростях, влияние двойственности на конфигурацию потоков становится определяющим. Они должны существенно отличаться от сферически-симметричных.

5. *Нестационарное истечение.* В предыдущем разделе было рассмотрено истечение газа по причинам, определяемым исключительно структурой компонента, теряющего вещество. В этом разделе рассмотрено влияние различных факторов, могущих либо вызвать истечение, либо усилить уже имеющееся.

1) *Дополнительный нагрев поверхности звезды.* Если звезда находится в состоянии стационарной потери вещества, то появление достаточно мощного стороннего излучения может повлиять на этот процесс. Одно из наиболее ранних указаний на возможность связи облучения компонента мягким рентгеновским излучением с темпом потери вещества содержится в работах [75—77]. Авторы [79] позднее пришли к выводу, что стимулированный поток вещества в системе Геркулес X-1 будет заметен при условии, что фотосфера оптического компонента системы весьма близка к критической поверхности Роша.

Случай, когда стороннее излучение намного превышает собственное, реализуется при вспышках новых звезд и был рассмотрен в [78], о чем подробнее см. в разделе 6, пункте 5.

В последнее время интерес к этому механизму, могущему управлять темпом аккреции, возрос. Так, в [69] рассмотрен случай, когда усиление аккреции в диске порождает дополнительное излучение, влияющее на второй компонент, усиливая отток вещества с его поверхности. При этом, вариации температуры из-за дополнительного излучения определялись по формуле

$$\frac{T_0 + \Delta T}{T_0} = \left(\frac{L_0 + \Delta L}{L_0} \right)^{1/4}. \quad (15)$$

В результате достигается некоторый стационарный уровень аккреции и светимости диска, что используется для объяснения периодов устойчивого повышения блеска звезд типа Z Жирафа. Этот же процесс использовал Я. Осаки [80] для объяснения больших вспышек звезд типа SU Большой Медведицы.

2) *Неустойчивость зоны частичной ионизации.* В качестве причины вспышек звезд типа U Близнацев Г. Т. Бат [81] предложил динамическую неустойчивость подфотосферной зоны частичной ионизации. Эта неустойчивость развивается при условии контакта фотосферы с критической поверхностью Роша. Источником энергии, переходящей в кинетическую энергию движения, служит ионизация газа. Если исходить из оценок, что в одном грамме содержится 10^{18} эрг ионизационной энергии, то можно оценить глубину ΔR слоя, захваченного неустойчивостью:

$$\Delta R \approx 10^{13} \frac{R_L^2}{GM}. \quad (16)$$

Здесь R_L — радиус полости Роша. Для характерных значений $R_L \sim 10^{10}$ см, $M \sim 10^{33}$ г, $\Delta R \sim 10^7$ см.

В [81] получено, что весь процесс, вплоть до его затухания, развивается за несколько часов и расход массы в активный период должен составлять $\sim 10^{21}$ г/с. Дальнейшее развитие эта гипотеза получила в [82—84].

Если учесть, что компоненты, теряющие вещество, у звезд типа U Близнацев имеют поздние спектральные классы, то температуры их поверхностей весьма низки, см. [85]. Частичная ионизация водорода осуществляется сравнительно глубоко под фотосферой. Если предполагать близость зоны частичной ионизации к поверхности Роша, то достаточно плотные фотосферные слои оказываются вовсе за ее пределами. В численном эксперименте возможный отток вещества предотвращался переключением

на лагранжев формализм, но легко получить, что при $v_s \sim 10^8$ см/с и $\rho \sim 2 \cdot 10^{-7}$ г/см³ поток вещества через сечение с характерным размером R_L составит $\dot{M} = \rho v_s R_L^2 = 2 \cdot 10^{19}$ г/с. Чтобы предотвратить столь сильное истечение необходимо отдалить фотосферу от поверхности Роша на несколько сот километров, что превышает оценки для ΔR . В результате, затрудняется возбуждение неустойчивости.

До сих пор не получило наблюдательных подтверждений и главнейшее предсказание гипотезы, а именно, кратковременный и сильный выброс вещества в самом начале вспышки. К успеху не привели даже специальные патрульные наблюдения звезд VW Гидры и OY Киля [86], а также CN Ориона [87].

3) *Динамические приливы*. Как было показано в разделе 3, несинхронное вращение у компонентов ТДС тормозится за время порядка 10^7 лет. Запас энергии вращения звезды велик, диссипирует же она в поверхностных слоях, где особенно сильно проявление динамических приливов. Естественно ожидать, что эта энергия может служить источником дополнительного истечения вещества из компонента. До сих пор проблема разработана сравнительно слабо, несмотря на уже полученные многообещающие выводы. Главное затруднение — это гигантский объем вычислений, возникающих в рамках трехмерной газодинамической задачи. Кроме того, приходится сразу признать неприменимость линейного приближения, так как скорости течения весьма велики.

Впервые расчеты по этой проблеме с учетом нелинейных членов и турбулентной вязкости в уравнениях были предприняты Ю. П. Коровяковским [15]. Вычисления обнаружили быструю раскачку оболочки. Уже за время одного периода несинхронного вращения в первоначально гидростатической оболочке генерируется поле скоростей, достаточное для преодоления притяжения звезды. Возбужденное приливами поле скоростей быстро становится стационарным, и расход массы \dot{M} заключен в пределах от 10^{15} г/с до 10^{16} г/с.

К сожалению, теория влияния динамических приливов на истечение вещества еще не достигла такой стадии развития, чтобы дать простые соотношения для ТДС относительно скорости потери вещества в зависимости от параметров системы.

4) *Энергетическая неустойчивость конвективной зоны*. Звезды, теряющие вещество и входящие в состав систем типа U Близнецов, как правило, являются карликами спектрального класса G или K. Поэтому они должны обладать конвективными оболочками. При несинхронном вращении конвекция будет нестационарной.

В. Г. Горбацкий [14] впервые отметил, что если звезда входит в состав ТДС, то конвекция зависит от внешних условий, которые могут вы-

вести звезду из самобалансированного состояния. Оценки времени развития энергетической неустойчивости в конвективной оболочке дали величину около 25 дней. Это примерно соответствует интервалу между вспышками.

Более детальный анализ неустойчивости нестационарного конвективного потока энергии предпринял Л. Н. Иванов [16]. Ускорение силы тяжести в оболочке звезды можно представить в виде

$$g(t) = g_0(1 + \varepsilon \sin 2\omega t), \quad (17)$$

в ТДС $0.1 \leq \varepsilon \leq 0.4$, ω — частота несинхронного вращения. В линейном по ε приближении все параметры, определяющие структуру конвективной зоны, включая поток энергии, испытывают вынужденные адиабатические колебания. Но уже в квадратичном по ε приближении появляются неадиабатические добавки в выражениях для температуры и плотности газа. Время развития неустойчивости определяется величиной ν_0^{-1} , причем

$$\nu_0 \approx 10^8 \varepsilon^2 \left(\frac{F_0}{M_*} \right)^{1/3} \left(\frac{g_0}{M} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

здесь F_0 — стационарный поток энергии, M — количество вещества в конвективном слое, приходящееся на единицу его поверхности, M_* — масса звезды. Для звезд типа U Близнецов можно получить $\nu_0 \approx 10^{-7} \text{ с}^{-1}$.

Основное уменьшение конвективного потока происходит вблизи нижней границы конвективной зоны. Поскольку поток энергии, поступающей из недр звезды, не меняется, то должно начаться накопление энергии и разогрев газа. Запасание энергии в конвективном слое будет эффективным, если время диффузии квантов наружу окажется существенно больше времени развития неустойчивости. На основании вероятностного метода В. В. Соболева [88] В. Г. Горбацкий [89] оценил время выхода кванта $\bar{t}(r_1, r_*)$ с глубины r_1 к поверхности звезды, соответствующей r_* , и получил $\bar{t}(r_1, r_*) \approx 10^8 \text{ с}$.

Накопление энергии в конвективной зоне должно приводить к ее расширению, которое оценил Л. Н. Иванов [90]. При этом оказалось, что пока фронт прогрева захватывает только половину толщины конвективной зоны, ее общая толщина увеличивается очень незначительно, хотя основная доля энергии уже запасена. На последних же стадиях, перед выходом накопленной энергии на поверхность, происходит стремительное расширение подфотосферных слоев. Размер звезды увеличивается на несколько процентов.

Понятно, что увеличение температуры поверхности в несколько раз и уменьшение зазора Δr между фотосферой и поверхностью Роша неминуемо будут сопровождаться заметным увеличением уже имеющегося потока ве-

щества, покидающего звезду. Отличительной чертой нестационарного истечения вещества, зависящего от энергетической неустойчивости конвективной зоны, является «мягкий» характер его возбуждения. В отличие от гипотезы [81] об ионизационной неустойчивости, здесь увеличенный поток вещества имеет место все время, пока не высветится запасенная энергия. Значит, если вспышки звезд типа U Близнецов возникают при усилении потока аккрецирующего вещества, то их длительность регулируется механизмом выхода запасенной энергии наружу и характером ее высвечивания.

6. *Движение газа в околозвездном пространстве.* 1) *Небесномеханическое приближение.* Несмотря на то, что с самого начала известно, что длина свободного пробега частицы газа в ТДС много меньше размеров системы, а, значит, необходимо учитывать эффекты вязкости, предпринимаются попытки моделирования движения вещества в ТДС в рамках ограниченной задачи трех тел.

Начало традиции небесномеханического моделирования газовых потоков в ТДС положил Г. П. Койпер [91]. Опубликовано множество статей, в которых исследованы траектории частиц, выбрасываемых из точки L_1 , например, одни из наиболее ранних работ М. Плавеца [92] и А. Крушевского [93]. В зависимости от начальных условий траектории частиц могут принимать самый причудливый вид, причем их форма неустойчива относительно возмущений. Взаимные пересечения и самопересечения траекторий являются правилом.

В небесномеханическом приближении определялись размеры дисков, в [93] предположено, что на внешнем краю кольца (еще не диска!) должны равняться удельные угловые моменты частиц кольца и частиц потока, текущего из точки L_1 . Близкий критерий использовался в [55] и [96]. Во всех случаях получены размеры колец или дисков значительно меньше, чем полость Роша, что не всегда соответствует наблюдениям. Б. Пачинский [94, 95] моделировал линии тока вещества в диске простыми периодическими орбитами пробных частиц, пренебрегая газовым давлением и вязкостью. За размер диска предложено считать размер самой большой устойчивой орбиты. При этом не учитывается, что внешние орбиты возмущаются не только притяжением второго компонента, но еще и притекающим потоком вещества.

В [97] обобщен метод [94] с целью моделирования прецессирующих дисков. Там рассмотрен класс пространственных не плоских орбит пробных частиц, остающихся длительное время на некоторой поверхности. Результаты такого обобщения близки к первоначальной модели [94], а именно, диск занимает от 60% до 90% полости Роша.

Д. Мерритт и Дж. А. Петтерсон [98] на основании метода возмущений получили формулу для скорости прецессии диска,

$$\omega_d = \frac{3}{4} \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu}} \cos i \cdot r^{3/2}, \quad \mu = \frac{M_2}{M} \quad (19)$$

В работе [97] показано, что она справедлива только до расстояний $r = 0.2$, далее же обнаруживаются сильные расхождения с результатами численного моделирования.

В [99] исследован уход частиц из точки L_1 при различных начальных условиях. В [63] установлено, что при катастрофическом истечении вещества оно выходит через окрестность точки L_2 с большими скоростями и поэтому не образует сколь-нибудь устойчивой оболочки.

Интересен метод определения масс компонентов ТДС, теряющей вещество, предложенный М. Ю. Скульским [100]. Суть метода состоит в моделировании наблюдаемых лучевых скоростей потоков пробными частицами нулевой массы, покидающими систему с параболическими скоростями.

2) *Струйные движения.* Первым наблюдательным проявлением струйного характера течения оказалась S-волна в спектре звезды WZ Стрелы, обнаруженная В. Кршеминским и Р. Крафтом [101]. Амплитуда колебаний лучевой скорости по эмиссионной линии, создаваемой струей, достигала 800 км/с, при периоде колебаний, равном орбитальному. В. Г. Горбацкий [102], рассматривая аккреционные диски, показал необходимость присутствия в них развитой турбулентности и постоянного притока вещества от второго компонента для обеспечения стационарного их существования. Он интерпретировал наблюдаемые горбы на затменных кривых блеска ТДС как проявление горячего пятна, образующегося в месте столкновения газовой струи с диском. В результате, орбитальные горбы стали надежным индикатором газовых струй в ТДС. Это важно, так как S-волна наблюдается у сравнительно малого числа объектов, см., например, [22].

Поскольку о формировании струи ничего не было известно, то в [102] предполагалось, что газ начинает движение в точке L_1 с малой скоростью. Оказалось, что для объяснения скоростей, наблюдаемых при наличии S-волны, достаточно предположить, что газ просто падает в направлении компактного объекта. Приток массы к диску у WZ Стрелы оказался равным $2 \div 5 \cdot 10^{15}$ г/с.

Ю. П. Коровяковский [103] рассмотрел струйное течение в ТДС, предполагая, что элементы массы, образующие струю, имеют цилиндрическую форму и движутся со сверхзвуковыми скоростями. При этом использовалось автомодельное решение задачи о разлете в вакуум газового цилиндра [104]. Таким образом, оказалось достаточно следить лишь за несколькими точками, лежащими на внешней границе цилиндра, и одной точкой на его оси, чтобы получить представление о движении всего газа. Главное, что в этой работе впервые для условий в ТДС было учтено действие газодинамических эффектов. Оказалось, что струя расширяется в

основном в орбитальной плоскости. Расположение горячего пятна оказалось чувствительным к начальным условиям, например, к направлению скорости движения газа в точке L_1 .

Если струя расширится настолько, что часть газа пролетит мимо диска, возможно, что он уйдет из системы. Величина потери массы оценивалась А. В. Федоровой [105] применительно к системе β Лиры и DQ Геркулеса. Установлено, что форма струи и темп потери вещества сильно зависят от градиента газового давления на начальных стадиях движения.

В [106] проведен численный анализ формирования диска из газа струи. Оказалось, что часть газа покидает систему в окрестности точки L_1 , излучение от потока имеет два выраженных максимума, совпадающих с положением горячего пятна в месте встречи струи с диском и с внутренними областями диска.

Дальнейшее развитие теоретических исследований струйных движений в ТДС связано с более точным учетом вязкости, а также процессов нагрева и охлаждения газа. Г. Хенслер [107] применил метод псевдочастиц для изучения процесса формирования диска и его излучения. Начальные условия соответствуют струе, вытекающей из точки L_1 с заданной скоростью. На первых фазах процесса траектории частиц не отличаются от полученных в небесномеханическом приближении. Но после того, как возвратный поток частиц, обогнувших звезду, встречается с прямым потоком, начинается быстрое формирование дискообразной оболочки, так как из-за вязкости траектории частиц становятся весьма близки к круговым.

П. Хадрава [108], основываясь на развитом им методе решения кинетического уравнения Больцмана, исследовал применимость предположения о гидростатическом равновесии газа в струе вдоль Z -координаты. Оказалось, что оно весьма грубо.

3) «Сплошной» поток. Параллельно с изучением струйных движений развивался подход, в основе которого лежало предположение об изотропном истечении вещества из звезды. По сути дела, речь шла о влиянии двойственности звезды на конфигурацию звездного ветра, текущего от одного из компонентов.

Одна из ранних работ, посвященных газодинамическому подходу к движению вещества в ТДС, принадлежит П. Бирману [109]. Применяя метод характеристик, он численно проследил за движением газа, покидающего звезду во всех направлениях, перпендикулярно ее поверхности, со сверхзвуковыми скоростями. Выявлена тенденция потока завихряться вокруг второй звезды.

Более детальные расчеты поля скоростей в орбитальной плоскости содержатся в статье К. Прендергаста и Р. Таама [110]. Полученные стационарные течения обладают рядом интересных особенностей. Во-первых, об-

наруживается линия, вдоль которой происходит столкновение прямого и возвратного потоков. Авторы [110] интерпретируют окрестность этой линии как место, где происходит турбулизация потока. Во-вторых, для образования дискообразной оболочки вокруг звезды, принимающей вещество, необходимо предполагать несинхронное вращение звезды—источника вещества.

Набор вариантов адиабатического течения газа в ТДС численно исследован в [111]. Варьируя температуру поверхности звезды, теряющей вещество, авторам удалось моделировать как формирование газовой струи, так и образование дискообразной структуры. Кроме того, выявлен поток вещества, уходящего из системы в направлении, перпендикулярном оси, соединяющей звезды.

Дальнейший прогресс в численном моделировании газовых потоков в ТДС связан с введением криволинейных систем координат, адекватных топографии эквипотенциальных поверхностей. Помимо этого в [112] предложена методика, которая позволила отказаться от искусственной вязкости без потери устойчивости вычислительной схемы. В результате, появилась возможность детально исследовать фронты ударных волн, что раньше было недоступно.

4) *Природа флуктуаций блеска.* Рассмотренные выше модели движения газа в межзвездном пространстве лишь отчасти учитывают турбулентный характер реального течения. В основном, они имеют дело либо с ламинарным течением, либо с усредненным по турбулентным пульсациям. Как отмечалось в разделе 2, наблюдения ТДС обнаруживают быструю хаотическую переменность их блеска. В. Г. Горбачкий [113] истолковал свечение орбитального пятна как результат столкновения газовой струи с оболочкой. Тогда флуктуации свечения должны быть следствием неоднородности струи. Этот вывод получил подтверждение в фотометрических наблюдениях [20], где показано, что и по месту расположения, и по цветам излучения флуктуации блеска свойственны именно излучению пятна.

На периодограммах часто видны выраженные пики на некоторых частотах флуктуаций, что свидетельствует о наличии какого-то периодического процесса, завуалированного пульсациями [21]. Особенно интересен случай звезды DQ Геркулеса, у которой флуктуации имеют ярко выраженный периодический характер. Объяснение этого явления предложил В. И. Таранов [17]. Ударная волна, образующаяся при столкновении струи с оболочкой, является стоячей, что продемонстрировано вычислениями, о которых говорилось в пункте 6.3. В [17] показано, что фронт такой ударной волны при определенных условиях может совершать автоколебания. Применительно к DQ Геркулеса им оценен период автоколебаний $\sim 10^2$ с

и амплитуда блеска ~ 0.017 зв. величины, что находится в хорошем согласии с наблюдениями. Оказалось, что период автоколебаний волны P связан с ее средним расстоянием от звезды R соотношением

$$P = 0.3 \frac{R\sqrt{R}}{\sqrt{GM_*}}. \quad (20)$$

По положению горячего пятна обычно судят о размерах диска. Тогда наблюдаемая корреляция периода флуктуаций с блеском звезды Z Жирафа [114] свидетельствует об увеличении радиуса диска во время вспышки этой звезды.

5) Уход газа из системы. Присутствие околосредных оболочек было наблюдательно установлено Г. Валлерстейном [115], а влияние таких оболочек на динамику главной оболочки, сбрасываемой при взрыве новой звезды, изучил В. Г. Горбацкий [116]. Околосредная оболочка имеет радиус порядка 10^{15} см и формируется из вещества, покидающего систему в период вне вспышки в районе точек L_2 и L_3 . Газ заполняет узкий экваториальный сектор. При взрыве новой звезды сбрасывается главная оболочка первоначально сферической формы. Поскольку она движется через пространство, занятое околосредной оболочкой, то форма ее становится овальной из-за торможения в экваториальном секторе. Именно такая деформация наблюдается у оболочек ряда новых, например, N Возничего 1891 г. и DQ Геркулеса 1934 г.

После отрыва главной оболочки новая звезда продолжает выбрасывать в пространство вещество в большом количестве. Возможна потеря газа как самой вспыхнувшей звездой, так и холодным спутником. В [78] оценена потеря вещества холодным спутником под действием пролетающей оболочки новой и из-за высокочастотного облучения со стороны ядра новой. Так как при ударе по поверхности звезды масса истекшего газа не на много больше массы столкнувшейся части главной оболочки, рассмотренный удар не может объяснить наблюдения. Кроме того, истечение после удара длится очень короткое время, пока через возбужденные поверхностные слои звезды не пройдет отраженная звуковая волна, после чего структура этих слоев восстанавливается в первоначальном виде.

Более важным оказался нагрев поверхности спутника рентгеновским излучением, которое продолжается несколько месяцев, причем светимость звезды в это время превосходит 10^{39} эрг/с. В результате, оценено, что красный карлик может потерять от 10^{21} до 10^{30} г массы.

Многие дали наблюдения Новой Лебеда 1975 г. Через несколько дней после максимума на ее кривой блеска были обнаружены периодические колебания малой амплитуды $\Delta m \approx 0.1$ с периодом 3.2 часа [117]. Сразу же по обнаружению, эти колебания были истолкованы как проявление затме-

ний в системе. Однако оценка эффективного размера фотосферы, образуемой истекающей протяженной оболочкой, дала величину 10^{11} — 10^{12} см, что на один-два порядка превышает обычные размеры карликовых двойных систем. В таких условиях затмения вряд ли могли проявиться. В [118] показано, что истечение протяженной оболочки новой происходит по спирали, так как источником газа является холодный компонент. Уровень фотосферы определяется из условия

$$\int_{r_p}^{\infty} n_e \sigma dr = \frac{1}{3}, \quad (21)$$

где σ — коэффициент рассеяния на один электрон. Орбитальное сечение фотосферы в некоторый момент времени совпадает с одним полным витком спирали. Поверхность, задающая уровень фотосферы, вращается относительно наблюдателя с периодом орбитального обращения, независимо от размера фотосферы. Колебания блеска возникают из-за того, что при таком кажущемся фазовом вращении фотосферы меняется площадь ее видимой поверхности. Но в таком случае колебания блеска должны происходить в два раза чаще, чем орбитальное обращение. В дальнейшем наблюдения подтвердили, что период Новой Лебеда 1975 г. составляет 6.6 часа.

Околосветовая оболочка может быть источником радиоизлучения за счет тормозного излучения электронов в ионизованном газе. Действительно, среди радиозвезд известен ряд двойных [119]. Непрерывное радиоизлучение в общем случае имеет степенной спектр $S_\nu \sim \nu^\alpha$, причем, на частотах, где оболочка частично прозрачна, спектральный индекс α у многих звезд близок к значению 0.6, но у некоторых он заметно больше и может превышать 1.0.

В [120] получено выражение для спектрального индекса в предположении сферически-симметричного истечения изотермического газа с постоянной скоростью. Если плотность вещества меняется с расстоянием в соответствии с формулой $\rho(r) \sim r^{-\beta}$, то

$$\alpha = \frac{(4\beta - 6.2)}{2\beta - 1}. \quad (22)$$

Предположение о стационарности сразу же фиксирует значение $\beta = 2$ и получаются $\alpha = 0.6$. В [121] рассмотрена политропная оболочка и получено $\alpha = 0.68$. Таким образом, остается проблема объяснить большие значения α , наблюдаемые у некоторых звезд.

Теперь учтем, что если истечение газа из ТДС имеет струйный характер, то вследствие орбитального обращения струя принимает вид спирали.

В этом случае плотность убывает обратно пропорционально кубу расстояния. Положив $\beta = 3$, получим $\alpha = 1.16$. При уменьшении частоты ν уровень $\tau = 1$ перемещается из спиральной части оболочки наружу, где витки размыты и оболочка имеет дискообразную структуру. Это влечет уменьшение β от 3 до 2 и, как следствие, уменьшение α до 0.6.

Модель спиральной струи может помочь в понимании многих наблюдательных свойств ТДС. Однако для обоснования самой этой модели необходимы тщательные газодинамические расчеты. В [48] исследовалось движение вещества в окрестности ТДС, оба компонента которой заполняют свои полости Роша. На приведенных там иллюстрациях отчетливо видны формирующиеся спирали, исходящие из окрестностей точек L_1 и L_2 .

7. Присоединение газа к компоненту ТДС. 1) Стационарная аккреция. Аккрецию однородного набегающего потока невзаимодействующих точечных масс рассматривали еще Ф. Хойл и Р. А. Литтлтон [122]. Ими был определен радиус захвата

$$R = \frac{2GM_*}{V_0^2}, \quad (23)$$

где M_* — масса звезды, V_0 — скорость частиц на бесконечности. Темп аккреции, очевидно, определяется соотношением

$$\dot{M} = \pi R^2 \rho_0 V_0, \quad (24)$$

где ρ_0 — плотность частиц на бесконечности.

Х. Бонди [123] рассмотрел сферически-симметричную аккрецию, когда уже нельзя пренебрегать взаимодействием частиц, поэтому характер течения зависит от термодинамических свойств газа. Если в формуле (23) в качестве V_0 взять скорость звука на бесконечности, то получится выражение для радиуса захвата, называемого радиусом Бонди. Темп аккреции, с точностью до множителя порядка единицы, зависящего от показателя адиабаты газа, и в этом случае дается формулой (24).

Газодинамические эффекты при сжатии вращающегося протопланетного облака рассматривал К. Вейцзекер [124]. К. Прендергаст [125] изучал движение газа вблизи звезды в пренебрежении градиентом газового давления по сравнению с силой тяжести. Им найдено, что движение частиц оказывается круговым кеплеровским и тяготение спутника на нем сказывается очень мало.

Следующий важный шаг в понимании динамики дискообразных оболочек в ТДС был сделан В. Г. Горбацким [11]. Он учел такое специфическое газодинамическое явление, как турбулентное трение в потоке. Так как число Рейнольдса для условий дискообразной оболочки порядка 10^8 , то предпо-

ложение о развитой турбулентности в ней кажется оправданным. Подробнее дискуссию по этому вопросу см. в [12].

Если предположить, что в дискообразной оболочке радиальная скорость газа v_r много меньше азимутальной v_φ , то из уравнения движения в стационарном случае (4) в совокупности с уравнением неразрывности

$$rv_{r,\sigma} = C, \quad (25)$$

где σ — поверхностная плотность, следует близость движения к круговому кеплеровскому. В [11] было получено уравнение для азимутальной проекции скорости

$$\frac{C}{\tilde{\eta}} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (rv_\varphi) = \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d(rv_\varphi)}{dr} \right], \quad (26)$$

где $\tilde{\eta}$ — турбулентная вязкость. Его решение

$$v_\varphi = \frac{A}{2 + c/\tilde{\eta}} r^{1+c/\tilde{\eta}} + \frac{B}{r}. \quad (27)$$

Для обеспечения квазикеплеровского движения необходимо, чтобы было

$$B = 0, \quad \frac{c}{\tilde{\eta}} = -\frac{3}{2}. \quad (28)$$

Так как по физическому смыслу $\tilde{\eta} \geq 0$, то величина $C < 0$. Тогда из условия неразрывности (25) следует $v_r < 0$. Таким образом, наличие в оболочке турбулентного трения достаточно для существования потока вещества, направленного к звезде.

К настоящему времени опубликовано множество работ по дисковой аккреции, поэтому для подробного ознакомления с ее теорией и с литературой отсылаем читателя к обзору Дж. Прингла [126]. Там, в частности, продемонстрировано восходящее к [124] решение о расплывании в пространстве газового тора. Этот пример показывает, как наличие вязкости приводит к перераспределению момента в облаке. При этом газ, движущийся к центру тора, отдает момент веществу, уходящему наружу. По неизвестной причине этот наглядный пример стал интерпретироваться как невозможность приближения газа к центральной звезде без передачи момента наружу. Такая чисто словесная интерпретация не портит дела, пока речь не заходит о полном количестве газа, присоединившегося к звезде.

Считать ли вычисленное значение M точным, или это только верхняя оценка, так как часть газа должна уйти наружу вместе с моментом [127]?

В связи с этой проблемой следует подчеркнуть, что в [11] и особенно тщательно в [128] показано, что если к наружному краю диска подводится поток массы и момента, то передача того и другого от края к центру осуществляется одновременно и согласованно посредством турбулентной вязкости. Несмотря на то, что удельный момент газа, находящегося около звезды, в $(R_*/R_d)^{1/2}$ раз меньше момента газа на внешнем краю диска, на всех уровнях в диске момент меньше локального кеплеровского. Стационарный диск возможен лишь при условии, что звезде передается вся масса и весь момент, поступившие в диск. Это не противоречит, разумеется, возможности потери газа из системы, если он движется по удаленной от диска траектории. Нестационарность ТДС с дисковой аккрецией заключается в том, что главная звезда постепенно ускоряет свое вращение.

В работе Н. И. Шакуры и Р. А. Сюняева [12] был предложен обстоятельный анализ структуры непрозрачных дисков, характерных для галактических рентгеновских источников. Поскольку о свойствах турбулентного трения и влиянии возможных магнитных полей в диске трудно говорить с определенностью, они предложили учитывать оба эти явления одним параметром.

$$\alpha = \frac{v_t}{v_*} + \frac{H^2}{4\pi r \sigma_*^2}, \quad (29)$$

первое слагаемое — отношение характерной скорости турбулентных пульсаций к скорости звука, второе — отношение магнитной энергии единицы объема к его тепловой энергии. К настоящему времени модель стационарных α -дисков, когда $\alpha(r) = \text{const}$, получила повсеместное распространение. Однако, в [129] установлено, что вблизи внутреннего края диска могут появиться заметные отклонения от этой модели.

Основной вклад в светимость диска должны вносить внутренние его части. Полная светимость диска

$$L_d = \frac{1}{2} \frac{GM_* \dot{M}}{r_*}. \quad (30)$$

На основании этой формулы можно оценить \dot{M} .

Р. А. Сюняев и Н. И. Шакура [130] продолжили изучение тонких дисков, в частности, их вертикальную структуру. Было установлено, что давление газа с высотой меняется в соответствии с формулой

$$p(z) = p_c \left[1 - \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right], \quad (31)$$

где h — толщина диска, $p_c = \frac{1}{2} \rho \omega^2 h^2$ — центральное давление в диске на расстоянии r .

Следующий важный шаг в исследовании вертикальной структуры дисков предприняли Г. С. Бисноватый-Коган и С. И. Блинные [13]. На основе данных [130] ими установлено, что диск с вертикальным профилем температуры

$$T(z) = T_0 \sqrt[4]{1 - \left(\frac{z}{h}\right)^2} \quad (32)$$

неустойчив относительно конвекции в тех областях, где давление излучения p_r больше газового p_g . Возможность конвекции в диске сделала понятным присутствие очень горячего газа в окрестности галактических рентгеновских источников. Причиной сильного разогрева газа является диссипация акустических волн, генерируемых конвективными движениями. Подробнее об этом см. обзор [10]. Р. Тейлер [131] исследовал конвективную устойчивость в дисках при самых широких предположениях о зависимости вязкости и непрозрачности от параметров газа. Подтвержден результат [13], что конвекция возможна там, где $p_r > p_g$.

В. А. Урпин [132] установил, что газ может формировать потоки, текущие как к центральной звезде, так и наружу. Эти потоки располагаются на разных высотах относительно орбитальной плоскости.

Помимо гидродинамических методов моделирования дисков в литературе представлен и небесномеханический подход, ведущий свое начало от исследований движения пробных частиц в ТДС. Большой вклад в разработку этой теории внес Й. Смаг. В работе [133] он дал интерпретацию наблюдаемым изменениям периодов ТДС, как следствию обмена массой между компонентами. Требующийся для этого гипотетический гигантский поток вещества послужил основой для построения моделей массивных плотных дисков с $n_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, тогда как обычно предполагается $n_e \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ по наблюдениям эмиссионных линий [101] или 10^{14} см^{-3} по излучению в континууме [134]. Для обеспечения длительного существования таких дисков было введено предположение об отсутствии турбулентности в них.

Ламинарные диски оказались удобной моделью для исследования различного вида неустойчивостей. Так, авторы [135] показали, что в диске может развиваться тепловая неустойчивость. В [136] построены модели ламинарных дисков с конвекцией. Источником конвективной неустойчивости, по мнению автора, является частичная ионизация водорода и гелия. В [137] исследована вертикальная структура дисков с конвекцией, возникающей из-за неполной ионизации. За основу брались модели дисков с $\alpha = 1/14$. Получено, что одна и та же плотность в диске может реализовываться при конвекции, когда $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot/\text{год}$, и при радиативной его структуре, когда $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Авторы полагают, что переход от

одного стационарного режима аккреции к другому может, в соответствии с формулой (30), объяснить вспышки карликовых новых звезд. Однако получаемая таким образом амплитуда вспышки слишком мала. Кроме того, в модели существенно предположение о постоянстве α не только в пространстве, но и во времени. Последнее кажется сомнительным, так как α зависит от турбулентных пульсаций, появление и затухание конвекции не может не сказаться на его величине.

Следует указать на внутреннюю противоречивость модели ламинарных дисков. Дело в том, что если предположить отсутствие турбулентного трения, то нужно положить $\alpha = 0$. Но тогда диск лишен источников энергии для поддержания излучения и вертикальной структуры. Чтобы иметь приемлемую температуру в диске приходится брать хотя и малое, но все же не нулевое значение α . А это означает неустранимость турбулентности из модели. В таком случае возникает вопрос о применимости к турбулентным дискам критериев конвективной неустойчивости в зонах частичной ионизации, если они разработаны для стационарной стратифицированной среды.

2) *Нестационарная аккреция.* Дж. Бэйли указал на эмпирическую связь длительности падения яркости на одну звездную величину в конце вспышки с периодом $P: \tau_d \approx 18 P$, [138]. Для объяснения этой зависимости Г. Т. Бат и Дж. Прингл [139] исследовали эволюцию вязкого диска, построенного при $\alpha = 1$, когда на внешнюю границу диска в начальный момент поступает некоторая масса ΔM . Изучение этой проблемы продолжено в [84]. Очевидно, что при исследовании нестационарной аккреции особое значение приобретает знание размеров диска R_d . В [84, 139] применялась оценка R_d с учетом действия приливных сил, когда эта величина составляет от 80% до 90% размера полости Роша. При требовании равенства удельного момента газа на краю диска и в струе R_d получается в несколько раз меньше. В упомянутых работах радиус диска оставался неизменным на протяжении всей вспышки. Реальная картина должна быть сложнее [140].

Очень важная информация о перестройке аккреции у нестационарной звезды TT Овна содержится в статье Н. Ф. Войханской и Ю. Н. Гнедина [141]. Они установили, что скорость перетекания вещества у этой звезды может временами возрастать настолько, что аккреция из дисковой превращается в конусную. Наглядное представление о конусной аккреции можно получить уже на основе модели [122], когда набегающий поток частиц огибает звезду со всех сторон, образуя кильватерную струю, в пределах которой газ движется к звезде. Собственно конусная аккреция возникает при движении газа в окрестности коллапсара [142]. Авторы [143, 144] рассматривают три основных вида аккреции: дисковую, при большом удельном моменте вещества, конусную, когда момент мал, и сферическую,

когда газ, в который погружена звезда, приближается к ней симметрично со всех сторон.

На возможность перестройки режима аккреции в процессе вспышки указывают данные [86] о том, что фаза орбитального пятна у *VW* Гидры может сдвигаться на величину до половины орбитального периода. Кривые блеска выглядят так, как будто через точку L_2 из околозвездного пространства возвращается вещество, образуя струю. Наблюдалось также появление второго горячего пятна во время вспышки у этой звезды [145].

Дело здесь, по-видимому, не в возврате вещества из пространства к звезде, а в переходе аккреции от дискового режима к конусному. Такой переход в рамках гипотез, связывающих вспышки новоподобных звезд с активностью второго компонента, представляется вполне возможным.

Следует подчеркнуть важность модели конусной аккреции, так как именно она демонстрирует основные принципы самоорганизации течения газа в ТДС. При нулевом удельном моменте кильватерная струя формируется вдоль продолжения линии, соединяющей центры звезд. При увеличении момента линия встречи прямого и возвратного потоков газа должна повернуться против часовой стрелки, как это указано на рис. 5. С двух сторон линии QS могут возникнуть ударные волны, в промежутке между ними газ либо приближается к звезде, либо удаляется от нее, в зависимости от расположения относительно точки Q .

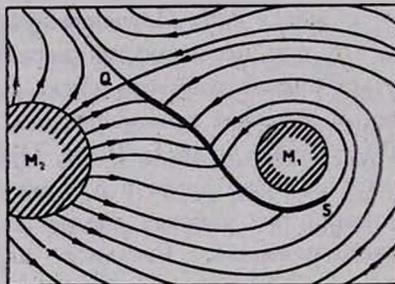


Рис. 5. Качественная схема потоков газа в ТДС при промежуточных значениях удельного момента.

Линия столкновения потоков возникала в численных экспериментах еще в [110]. Получим теперь неявное уравнение линии для плоского потока. Если индексами «1» и «2» обозначить величины, относящиеся к прямому и возвратному потокам, соответственно, то на этой линии должно выполняться соотношение

$$p_1 + \rho_1 V_{1n}^2 = p_2 + \rho_2 V_{2n}^2, \quad (33)$$

где индекс n обозначает нормальную к QS составляющую скорости. Фор-

мула (33) выражает равенство потоков импульса справа и слева от линии QS . Если через λ_x, λ_y обозначить компоненты единичного вектора-нормали к QS , то

$$V_n = \lambda_x v_x + \lambda_y v_y. \quad (34)$$

Подставив (34) в (33) получим квадратное уравнение для λ_x/λ_y — углового коэффициента наклона линии QS . Из условия единственности направления гладкой кривой в каждой ее точке следует искомое уравнение линии QS в неявной форме

$$\rho_1 \rho_2 (v_{x1} v_{y2} - v_{y1} v_{x2})^2 - 2\Delta E \Delta p - \Delta p^2 = 0, \quad (35)$$

где

$$\Delta p = p_1 - p_2, \quad \Delta E = \frac{1}{2} [\rho_1 (v_{x1}^2 + v_{y1}^2) - \rho_2 (v_{x2}^2 + v_{y2}^2)].$$

Участок линии QS вблизи ее конца в точке S соответствует классическому орбитальному горячему пятну. Внешний участок, вблизи точки Q — струе. В зависимости от характера истечения газа с поверхности холодного компонента начальная точка струи Q может оказаться весьма далеко от точки L_1 .

Считая, что в нестационарных условиях модель альфа-дисков оказывается слишком упрощенной, авторы [146] предложили ее обобщение. Основываясь на наблюдениях вспышек карликовых новых [147], они рассмотрели «проникающую» в диск струю с «ударной стенкой» со стороны набегающего газа, составляющего диск. Практически произошел отказ от понятия внешнего края диска, так как предполагается, что вещество добавляется в диск сразу на всех уровнях, причем, с коэффициентом пропорциональности β к уже имеющейся в данном месте плотности. Теория альфа-бета-дисков получила дальнейшее развитие в [82, 148].

8. *Модели вспышек новоподобных звезд.* Многие первоначальные идеи о природе вспышек новоподобных звезд имеют теперь только исторический интерес, как, например, внезапный сброс оболочки красного карлика и обнажение его горячих недр [149] или «триггерное» действие спутника на ламинарную дискообразную оболочку, теряющую устойчивость и выпадающую на белый карлик [150].

Наблюдения вспышек, в основном на завершающей стадии, показали, что излучение, обуславливающее вспышку, генерируется в дискообразной оболочке [165]. Это послужило основой всех гипотез, в которых причины вспышек ищутся исключительно в неустойчивости диска [151]. Так, в работе [152] рассматривается выпадение вещества, накопленного в торооб-

разной оболочке, на центральную звезду. Более реалистические модели связаны с возможностью существования хотя бы двух устойчивых состояний диска, таких, чтобы переходы между ними осуществлялись по разным фазовым траекториям. Условия, достаточные для реализации таких траекторий, сформулировал А. Лайтман [153]. Ф. Мейер и Е. Мейер—Хофмейстер [135] показали, что этим условиям удовлетворяет зависимость вязкости от поверхностной плотности в стандартной модели альфа-дисков, если предположить постоянство параметра α в процессе переходов от конвективного равновесия к лучистому и обратно.

Тщательное рассмотрение данных о начальном периоде вспышек показало, тем не менее, что активную роль в ходе всей вспышки играет красный карлик [160]. Именно, вариации мощности потока вещества, обусловленные внутренними процессами на этой звезде, проявляются в переменной светимости диска в соответствии с формулой [30]. Однако относительно природы механизма, приводящего к нестационарному истечению вещества, единства взглядов нет. В гипотезе Г. Т. Бата [81] рассматривается неустойчивость зоны частичной ионизации водорода в красном карлике при контакте фотосферы этой звезды с критической поверхностью Роша, о чем уже говорилось в разделе 5.2. Кроме нее имеется гипотеза об энергетической неустойчивости конвективной оболочки красного карлика при несинхронном его вращении [14, 16], см. раздел 5.4. Обоснованному выбору между перечисленными моделями может способствовать только анализ наблюдательных данных.

Б. Хэсселл [154] обратил внимание на то, что различные модели именно на начальной стадии вспышки показывают различный ход ультрафиолетовой светимости диска. При неустойчивости диска должна расширяться его внутренняя горячая зона, с температурой выше 10^4 К. Усиление перетекания газа от красного карлика должно сопровождаться опережением роста свечения в оптике по сравнению с ультрафиолетом. Наблюдения большой вспышки ЕК Треугольника [154] показало, что вначале растет излучение газа, имеющего температуру ниже, чем 10^4 К.

Отдельную проблему составляет объяснение природы больших и малых вспышек. С точки зрения гипотезы об энергетической неустойчивости конвективной зоны длительность вспышек регулируется темпом выхода наружу энергии, запасенной в подфотосферных слоях красного карлика. В [90] установлено, что эта энергия может высвечиваться не только равномерно по поверхности звезды, но и в форме отдельных горячих пятен. Чем меньше площадь пятна, тем дольше происходит высвечивание, тем дольше длится вспышка.

В [84] подчеркивается, что корреляцию между скоростью затухания вспышки и орбитальным периодом [138] очень трудно понять в рамках ги-

потез о неустойчивости в диске, но она естественна для гипотез о длительном перетекании вещества во время больших вспышек.

Сама длительность перетекания трудно объяснима с точки зрения ионизационной неустойчивости, так как в теории получается сильный кратковременный выброс вещества [81]. Для преодоления этого ограничения было привлечено на качественном уровне несинхронное вращение красного карлика и допущение о том, что выброс происходит только в окрестности точки L_1 , по мере того, как новые участки поверхности звезды приближаются к ней [82].

Большие вспышки являются камнем преткновения для гипотез о неустойчивости диска, так как время аккреции газа на белый карлик определяется, в основном, радиусом диска. Поэтому ряд авторов выдвигает гибридные гипотезы. Так, Я. Осаки [80] считает, что малая вспышка возбуждает усиленное перетекание газа от красного карлика из-за разогрева его поверхности. Но почему тогда не все вспышки превращаются таким образом в большие? Не ясно также, почему амплитуда дополнительного излучения всегда близка к амплитуде первичной вспышки.

В [155, 156] предполагается, что массивный выброс, возникший в соответствии с гипотезой [81], долгое время обращается по удаленной орбите вокруг белого карлика, постепенно отдавая свое вещество аккреционному диску. Однако численный эксперимент Г. Хенслера [157] показал, что при самых мягких допущениях о величине вязкости в газе рассматриваемый выброс сливается с первоначальным диском уже через несколько оборотов вокруг него, то есть слишком быстро.

Еще большие затруднения вызывает объяснение сверхгорбов. Наиболее загадочным кажется отличие их периода от орбитального и его переменность. Понимание этого явления в рамках гипотез о дисковой неустойчивости достигается ценой существенного усложнения модели. Так, в [155] предполагается, что при больших вспышках помимо обычного диска возникает внешний газовый тор, который перехватывает струю газа, текущего от красного карлика. Для объяснения биений предполагается прецессионное движение эксцентричного тора с периодом, равным периоду биений [159]. В этой модели фаза максимума сверхгорбов должна колебаться относительно фазы орбитального горба, но периоды должны совпадать, так как их происхождение аналогичное. Наблюдения же показывают, что сверхгорбы имеют именно другой период и могут наблюдаться при любых орбитальных фазах [158].

Тот факт, что сверхгорбы затмеваются не на всяком орбитальном периоде, подкрепляет идею Б. Уорнера [25] об образовании горячего пятна на поверхности красного карлика [161]. Если красный карлик вращается несинхронно, то период оверхгорбов P_s , орбитальный P_o и период несинхронного вращения P_n связаны соотношением

$$\frac{1}{P_n} = \left| \frac{1}{P_0} - \frac{1}{P_s} \right|. \quad (36)$$

Таким образом, период биений, который вычисляется по такой же формуле, оказывается равным периоду несинхронного вращения [90]. Аналогичное объяснение эффекту биений с 35-дневным периодом у пульсара Геркулес X-1 дали ранее Г. С. Бисноватый-Коган и Б. В. Комберг [162].

Неоднозначно трактуется и природа горячего пятна на поверхности красного карлика. Авторы [27] считают, что оно возникает из-за удара по поверхности звезды газом, вылетевшим из диска при начавшейся вспышке. Однако в [78] показано, что ударное горячее пятно может существовать очень недолго. Л. Н. Иванов [90] показал, что горячее пятно на поверхности спутника — это область, через которую высвечивается накопленная в его недрах энергия. Этим и объясняется, кроме прочего, совпадение времени существования сверхгорбов с длительностью вспышки. При малых вспышках энергия высвечивается более или менее равномерно по поверхности звезды, поэтому такой процесс протекает быстрее, а вариации блеска от множества пятен взаимно компенсируются и ненаблюдаемы.

При ударной природе яркого пятна непонятны изменения периода сверхгорбов. В рамках модели энергетической неустойчивости это явление естественно следует из переменности радиуса фотосферы красного карлика в ходе накопления и высвечивания энергии при учете сохранения момента вращения.

Для гипотезы о неустойчивости зоны частичной ионизации возникновение горячего пятна также объяснимо [82]. Предполагается, что пятно остается на том месте, откуда был выброшен газ. Но тогда наилучшие условия для наблюдения сверхгорбов были бы в процессе малых вспышек, а они наблюдаются исключительно при больших.

Очень важную информацию о природе вспышек может дать анализ затменных кривых блеска ТДС как в их спокойном состоянии, так и в период активности. Освещение современных методов анализа затменных кривых блеска можно найти в обзоре А. М. Черепашука [163]. В статье [164] методы решения обратных некорректных задач, каковой является восстановление характеристик ТДС по ее кривой блеска, применены к звезде Z Хамелеона. Показано, что во время вспышки возрастает как радиус излучающей области в диске, примерно в 2 раза, так и радиус красного карлика, примерно на 20%. Единственная модель, согласно которой вспышка должна сопровождаться увеличением радиуса спутника — это модель энергетической неустойчивости конвективной зоны несинхронно вращающегося красного карлика.

В целом, итоги предшествующих исследований позволяют констатировать, что вспышки карликовых новых — это нестационарный процесс, в

котором активную роль играют оба компонента ТДС. К сожалению, теоретический анализ еще не достиг такого развития, чтобы дать единую самосогласованную модель явления на всех стадиях его развития.

Ленинградская лесотехническая
академия

GAS FLOW IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF LOW MASS STARS

L. N. IVANOV

1. Introduction; 2. The observational events; 3. The problem of the nonsynchronous rotation; 4. The stationary mass loss from the component of CBS; 5. The nonstationary one; 6. Gas flow through the interstellar space; 7. The accretion of the gas; 8. The models of the outbursts of the dwarf novae.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Struve, *Astrophys. J.*, 93, 104, 1941.
2. J. A. Crawford, *Astrophys. J.*, 121, 71, 1955.
3. Z. Kopal, *Close Binary Systems*, 1959.
4. А. Г. Масевич, Б. М. Шустов, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон.*, 8, 1972.
5. П. Н. Холопов, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон.*, 22, 1983.
6. А. Г. Масевич, А. В. Тулуков, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Иссл. космич. протр.*, 17, 1981.
7. R. Kraft, *Astrophys. J.*, 130, 110, 1959.
8. J. S. Gallagher, S. Starfield, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 16, 171, 1978.
9. Ch. B. Vogle, *Vistas Astron.*, 27, 149, 1984.
10. Г. С. Бисноватый-Козан, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 58, 175, 1985.
11. В. Г. Горбацкий, *Уч. зап. ЛГУ*, № 328, 16, 1965.
12. N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.*, 24, 337, 1973.
13. G. S. Bismovatyi-Kogan, S. I. Blinnikov, *Astron. and Astrophys.*, 59, 111, 1977.
14. В. Г. Горбацкий, *Астрон. ж.*, 48, 676, 1971.
15. Ю. П. Коровяковский, *Изв. спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 4, 115, 1972.
16. Л. Н. Иванов, *Вестн. ЛГУ*, № 19, 125, 1971; № 13, 126, 1972.
17. В. И. Таранов, *Астрофизика*, 5, 337, 1969; 7, 295, 1971.
18. А. Бэттен, *Двойные и кратные звезды*, М., 1976, стр. 323.
19. W. Krzeminski, M. F. Walker, *Astrophys. J.*, 138, 146, 1963.
20. B. Warner, R. Nather, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 152, 219, 1971.
21. R. Schoembs, N. Vogt, *ESO prepr. N 86*, 1980.
22. J. Breitsacher, N. Vogt, *ESO prepr. N 72*, 1979.
23. L. Martel, *Ann. Astrophys.*, 24, 267, 1961.
24. N. Vogt, *Astron. and Astrophys.*, 36, 369, 1974.
25. B. Warner, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 170, 219, 1975.
26. N. Vogt, *ESO prepr.*, N 73, 1979.

27. *R. Haefner, R. Schoembs, N. Vogt*, ESO prepr. N 33, 1978.
28. *M. A. Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс, светимостей ТДС, Уч. зап. Ур.ГУ, Астрономия, 5, 1969.
29. *E. L. Robinson*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 14, 119, 1976.
30. *G. H. Darwin*, Phil. Trans. Roy. Soc., 170, 1, 1879.
31. *J. P. Zahn*, Astron. and Astrophys., 57, 383, 1977.
32. *C. G. Campbell, J. Papaloizou*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 433, 1983.
33. *J. P. Cox, A. N. Cox, K. H. Olson, D. S. King, D. D. Eilers*, Astrophys. J., 144, 1038, 1966.
34. *Л. Н. Иванов*, Астрофизика, 13, 703, 1977.
35. *H. Levato*, Astrophys. J., 203, 680, 1976.
36. *G. Giuricin, F. Mardrossian, M. Mezzetti*, Astron. and Astrophys., 135, 393, 1984; 141, 227, 1984.
37. *В. Г. Горбацкий*, Астрофизика, 13, 485, 1977.
38. *В. Г. Горбацкий*, Астрофизика, 14, 215, 1978.
39. *E. T. Scharlemann*, Astrophys. J., 246, 292, 1981.
40. *G. L. Savonije, J. Papaloizou*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 203, 581, 1983.
41. *L. B. Lucy*, Astrophys. J., 151, 1123, 1968.
42. *L. B. Lucy*, Astrophys. J., 205, 208, 1976.
43. *B. P. Flannery*, Astrophys. J., 205, 217, 1976.
44. *J. Hazlehurst, S. Rafsdal*, Astron. and Astrophys., 133, 63, 1984.
45. *F. H. Shu, S. H. Lubow, L. Anderson*, Astrophys. J., 209, 536, 1976.
46. *S. H. Lubow, F. H. Shu*, Astrophys. J., 216, 517, 1978.
47. *L. B. Lucy, R. E. Wilson*, Astrophys. J., 231, 502, 1979.
48. *K. Sawada, I. Hachisu, T. Matsuda*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 673, 1984.
49. *P. Biermann, H.-C. Thomas*, Veröffentlichungen der Remeis Sternwarte, Bamberg, Bd IX, Nr 100, 285, 1971.
50. *Л. Н. Иванов*, Астрофизика, 12, 475, 1976.
51. *J. Hazlehurst*, Astron. and Astrophys., 145, 25, 1985.
52. *И. Б. Пустыльник, Л. Эйнасто*, Письма в Астрон. ж., 10, 516, 1984.
53. *И. Б. Пустыльник, Л. Эйнасто*, Astrophys. and Space Sci., 105, 259, 1984.
54. *И. Б. Пустыльник, Л. Эйнасто*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 121, 1985.
55. *S. H. Lubow, F. H. Shu*, Astrophys. J., 198, 383, 1975.
56. *Z. Kopal*, Dynamics of CBS, 1979.
57. *A. Kruzewski*, Acta Astron. (PRL), 13, 106, 1963.
58. *A. Kruzewski*, Adv. Astron. and Astrophys., 4, 233, 1966.
59. *Y. Avni*, Astrophys. J., 209, 574, 1976.
60. *Y. Avni, N. Schiller*, Astrophys. J., 257, 703, 1982.
61. *D. W. Shuerman*, Astrophys. and Space Sci., 19, 351, 1972.
62. *S. Lubow*, Astrophys. J., 229, 1008, 1979.
63. *B. P. Flannery, R. K. Ulrich*, Astrophys. J., 212, 533, 1977.
64. *V. D. Heuvel*, Astrophys. J. Lett., 198, L 109, 1975.
65. *B. Paczinski*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 9, 183, 1971.
66. *Z. Kopal*, Astrophys. and Space Sci., 99, 3, 1984.
67. *G. L. Savonije*, Astron. and Astrophys., 62, 317, 1978.
68. *G. L. Savonije*, Astron. and Astrophys., 71, 352, 1979.
69. *F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister*, Astron. and Astrophys., 121, 29, 1983.

70. E. N. Parker, *Interplanetary, Dynamical Processes*, 1963.
71. J. P. Cassinelli, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 275, 1979.
72. R. McCrag, S. Hatchett, *Astrophys. J.*, 199, 196, 1975.
73. J. I. Castor, *IAU Symp.* 83, 175, 1978.
74. D. B. Friend, J. I. Castor, *Astrophys. J.*, 261, 293, 1982.
75. М. М. Баско, Р. А. Суняев, *Препр. ИПМ*, № 8, 1973.
76. М. М. Баско, Р. А. Суняев, *Astrophys. and Space Sci.*, 23, 117, 1973.
77. М. М. Баско, Р. А. Суняев, L. G. Titarchuk, *Astron. and Astrophys.*, 31, 249, 1974.
78. В. Г. Горбацкий, Л. Н. Иванов, *Астрофизика*, 10, 73, 1974.
79. M. L. Alme, J. R. Wilson, *Astrophys. J.*, 194, 147, 1974.
80. Y. Osaki, *Astron. and Astrophys.*, 144, 369, 1985.
81. G. T. Bath, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 171, 311, 1975.
82. G. T. Bath, A. C. Edwards, V. J. Mantle, *IAU Colloq. N 72*, 69, 1983.
83. D. A. Edwards, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 212, 623, 1985.
84. V. J. Mantle, G. T. Bath, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 151, 1983.
85. Г. Г. Товмасын, *Астрофизика*, 21, 2, 1984.
86. N. Vogt, *Astron. and Astrophys.*, 118, 95, 1983.
87. R. Schoembs, *Astron. and Astrophys.*, 115, 190, 1982.
88. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ, 1947.
89. В. Г. Горбацкий, *Новоподобные и новые звезды*, М., 1974, стр. 183.
90. Л. Н. Иванов, *Астрофизика*, 19, 291, 1983.
91. G. P. Kuiper, *Astrophys. J.*, 93, 133, 1941.
92. M. Plavec, *Trans. of IAU*, XII B, 508, 1964.
93. A. Kruszewski, *Acta Astron. (PRL)*, 17, 297, 1967.
94. B. Paczinski, *Astrophys. J.*, 216, 822, 1977.
95. B. Paczinski, *Acta Astron. (PRL)*, 28, 253, 1978.
96. B. Flannery, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 170, 325, 1975.
97. M. Giersz, J. Zalewski, *Acta Astron. (PRL)*, 32, 185, 1982.
98. D. Merritt, J. A. Petterson, *Astr. Phys. J.*, 236, 255, 1980.
99. J. Narlat, *Astron. and Astrophys.*, 43, 309, 1975.
100. М. Ю. Скульский, *Циркуляр Львовской астрон. обсерв.*, 51, 13, 1976.
101. W. Krzeminski, R. Kraft, *Astrophys. J.*, 140, 921, 1964.
102. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 3, 245, 1967.
103. Ю. П. Коровяковский, *Астрофизика*, 5, 67, 1969; 7, 71, 1971.
104. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М., 1966, стр. 687.
105. А. В. Федорова, *Вестн. ЛГУ*, № 19, 138, 1973.
106. D. N. C. Lin, J. E. Pringle, *IAU Symp.* 73, 237, 1976.
107. G. Hensler, *Astron. and Astrophys.*, 114, 309, 1982; 114, 319, 1982.
108. P. Hadrava, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 35, 335, 1984.
109. P. Bierman, *Astron. and Astrophys.*, 10, 205, 1971.
110. K. H. Prendergast, R. E. Taam, *Astrophys. J.*, 189, 125, 1974.
111. S.-A. Sorensen, T. Matsuda, T. Sakurai, *Astrophys. and Space Sci.*, 33, 465-1975.
112. K. Sawada, I. Hachisu, T. Matsuda, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 219, 75, 1986.
113. V. G. Gorbatskij, *Colloq. IAU "Non-period. Phenom. in Var. Stars"*, Budapest, 391, 1969.

114. *B. Warner, E. Robinson*, *Nature, Phys. Sci.*, 239, 2, 1972.
115. *G. Wallerstein*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 70, 417, 1958.
116. *В. Г. Горбацкий*, *Астрофизика*, 8, 369, 1972.
117. *I. Semenuk*, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 1058, 1975.
118. *Л. Н. Иванов*, *Письма в Астрон. ж.*, 4, 260, 1978.
119. *F. Ciatti, S. D. Odorico, A. Mammano*, *Astron. and Astrophys.*, 34, 181, 1974.
120. *A. E. Wright, M. J. Barlow*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 170, 41, 1975.
121. *C. Chludert*, *Astron. and Astrophys.*, 59, 395, 1977.
122. *F. Hoyle, R. A. Littleton*, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 35, 409, 1939.
123. *H. Bondi*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 112, 195, 1952.
124. *C. F. von Weizsacker*, *Z. Astrophys.*, 22, 319, 1948.
125. *K. Prendergast*, *Astrophys. J.*, 132, 162, 1960.
126. *J. E. Pringle*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 19, 137, 1981.
127. *М. Луго, В. Warner*, *Observatory*, 104, 153, 1984.
128. *В. Г. Горбацкий*, *Астрон. ж.*, 54, 1036, 1977.
129. *O. Regev*, *Astron. and Astrophys.*, 126, 146, 1983.
130. *R. A. Sunyaev, N. I. Shakura*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 175, 613, 1976.
131. *R. J. Tayler*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 191, 135, 1980.
132. *В. А. Урлин*, *Астрон. ж.*, 61, 84, 1984.
133. *J. Smak*, *IAU Colloq. N 15*, 248, 1971.
134. *P. Szkody*, *Astrophys. J.*, 192, L 75, 1974.
135. *F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister*, *Astron. and Astrophys.*, 104, L 10, 1981.
136. *J. Smak*, *Acta Astron. (PRL)*, 32, 199, 1982.
137. *F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister*, *Astron. and Astrophys.*, 106, 34, 1982.
138. *J. Bailey*, *J. Brit. Astron. Ass.*, 86, 30, 1975.
139. *G. T. Bath, J. E. Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 194, 967, 1981.
140. *B. J. M. Hassall, J. E. Pringle, A. Schwarzenberg-Czerny, R. A. Wade, J. A. J. Whelan, P. W. Hill*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 865, 1983.
141. *Н. Ф. Войханская, Ю. Н. Гнедин*, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 729, 1982.
142. *Г. С. Бисноватый-Котан*, *Астрон. ж.*, 58, 359, 1979.
143. *А. Ф. Илларионов, Р. А. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.*, 39, 185, 1975.
144. *П. И. Колыхалов, Р. А. Сюняев*, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 338, 1979.
145. *R. Haefner, R. Schoembs, N. Vogt*, *Astron. and Astrophys.*, 77, 7, 1979.
146. *G. T. Bath, A. C. Edwards, V. J. Mantle*, *Astrophys. and Space Sci. Library*, 101, 55, 1983.
147. *R. J. Stover*, *Astrophys. J.*, 249, 673, 1981.
148. *R. Dgani, M. Livik*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 393, 1984.
149. *B. Paczynski*, *Acta Astron. (PRL)*, 15, 89, 1965.
150. *J. Smak*, *Acta Astron. (PRL)*, 21, 15, 1971.
151. *Y. Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 26, 429, 1974.
152. *B. Paczynski, A. Schwarzenberg-Czerny*, *Acta Astron. (PRL)*, 30, 127, 1980.
153. *A. P. Lightman*, *Astrophys. J.*, 194, 429, 1974.
154. *B. J. M. Hassall*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 216, 335, 1985.
155. *N. Vogt*, *Astrophys. J.*, 252, 653, 1982.
156. *R. Whitehurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 215, 1984.
157. *G. Hensler*, *Astron. and Astrophys.*, 148, 423, 1985.
158. *R. Whitehurst*, *Observatory*, 104, 214, N 1062, 1984.
159. *W. Krzeminski, N. Vogt*, *Astron. and Astrophys.*, 144, 124, 1985.

160. В. Г. Горбаукий, Письма в Астрон. ж., 1, 23, 1975.
161. R. Whitehurst, G. T. Bath, P. A. Charles, Nature, 309, N 5971, 768, 1984.
162. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, Астрон. ж., 52, 457, 1975.
163. А. М. Черепашук, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 13, 1985.
164. Е. С. Дмитриенко, А. Н. Матвиенко, А. М. Черепашук, А. Г. Ягола, Астрон. ж., 81, 310, 1984.
165. B. Warner, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 235, 1974.



CONTENTS

OBSERVATIONAL STUDY OF FUORS. I. ON THE LIGHT CURVE OF V 1057 CYGNI <i>M. A. Ibragimov, V. S. Shevchenko</i>	5
THE RADIATION PARAMETERS OF THE X-RAY BINARY A 0535 + 26 = = HDE 245770 <i>V. M. Lartionov</i>	19
INFRARED PHOTOMETRY OF TWO CARBON STARS . . . <i>O. G. Taranova</i>	29
PHYSICAL PROPERTIES OF THE HOT STAR WIND . . <i>E. Ya. Vilkoviskii</i>	41
WHITE DWARFS: THE CONNECTION WITH THE PARENTS' MASSES <i>P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov</i>	53
ON THE ANISOTROPY OF CRAB NEBULA SYNCHROTRON L_c -EMISSION... <i>V. V. Golovaty</i>	65
RELATIVISTIC COLLAPSE OF THE UNIFORM STELLAR CLUSTER <i>G. S. Btsnovatyt-Kogan, L. R. Yangurazova</i>	79
THE PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE INTERACTING SYSTEM VV 242... <i>V. P. Reshetnikov</i>	91
MARK 277 — CLUMPY IRREGULAR GALAXY <i>N. K. Andreasian, A. N. Burenkov, E. Ye. Khachikyan</i>	103
THE STABILITY OF SELF-GRAVITATIONAL UNIFORM SPHEROID WITH AZIMUTHAL MAGNETIC FIELD. I. · <i>V. A. Antonov, O. A. Zelesnjak</i>	111
COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. II. GENERAL CHARACTERISTICS OF THE ELECTROMAGNETIC RA- DIATION SPECTRA ' <i>A. M. Atoyan, A. Nahapstian</i>	117
THE LIGHT ELEMENT SYNTHESIS IN THE TWO-TEMPERATURE ASTRO- PHYSICAL PLASMA <i>F. A. Aharonian, R. A. Sunyaev</i>	131
QUANTUM CREATION OF THE UNIVERSE IN $N=8$ SUPERGRAVITY <i>Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko</i>	147
REVIEWS	
GAS FLOW IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF LOW STARS <i>L. N. Ivanov</i>	159

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. II. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	<i>А. М. Атоян, А. Назаретян</i>	117
СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	<i>Ф. А. Азарян, Р. А. Сюняев</i>	131
КВАНТОВОЕ РОЖДЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ В $N=8$ СУПЕРГРАВИТАЦИИ	<i>Ю. П. Гончаров, А. А. Быценко</i>	147
ОБЗОРЫ		
ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД МАЛОЙ МАССЫ	<i>Л. Н. Иванов</i>	159