

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 35

АВГУСТ, 1991

ВЫПУСК 1

- ГОРЯЧИЕ КОМПОНЕНТЫ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ  
ОРИОНА И КИЛЯ**  
Г.М.Товмасын, Р.Х.Отанесян, Р.А.Епремян 5
- НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. III. FU ОРИОНА В 1984-1990 ГОДАХ.  
ПРИМЕЧАТЕЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПА ПАДЕНИЯ  
БЛЕСКА**  
М.А.Ибрагимов 11
- О РАЗМЕРАХ РЕАЛЬНЫХ ТРАПЕЦИЙ**  
В.В.Амбарян, А.Л.Мирзоян 27
- ПОИСК ЗВЕЗД С СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ**  
М.А.Ерицян 33
- НАБЛЮДЕНИЯ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ W80 И SH119 НА ЧЕ-  
ТЫРЕХ ЧАСТОТАХ ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**  
Е.А.Абраменков, В.В.Крымкин 39
- СПЕКТРАЛЬНОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
КЛОЧКОВОЙ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ МАР-  
КАРЯН 1006**  
А.Р.Петросян, К.А.Саякян, В.О.Чавушян, Ф.Бернген 49
- ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАК-  
ТИКИ NGC 660**  
В.П.Решетников, В.А.Яковлева 61
- НАБЛЮДЕНИЯ КОМПАКТНОЙ ГРУППЫ ГАЛАКТИК  
ШАХБАЗЯН 130**  
А.С.Амирханян, А.Г.Егикян, Н.А.Тихонов, Р.К.Шахбазян 67
- ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ OJ 287 В 1983-1991 Г.Г..**  
В.А.Гаген-Торн, А.И.Гатаулдина 77

(Продолжение на 4-й странице обложки)

## CONTENTS

Hot components of some stars in Orion and Carina regions <i>H.M.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian</i>	5
Observational study of fuors. III. FU Orionis in 1984-1990. A remarkable change in brightness decreasing rate . . . . . <i>M.A.Ibragimov</i>	11
On the sizes of real Trapeziums . . . . . <i>V.V.Hambarian, A.L.Mirzoyan</i>	27
A search for intrinsic polarization of stars . . . . . <i>M.H.Eritsian</i>	33
Observations of the gaseous nebulae W80 and Sh119 at four frequencies of decametric waveband . . . . . <i>E.A.Abramenkov, V.V.Krymkin</i>	39
Spectral and photometrical investigation of the clumpy irregular Markarian 1006 galaxy <i>A.R.Petrosian, K.A.Sahakian, V.H.Chavushian, F.Borngen</i>	49
Polarimetric investigation of the peculiar galaxy NGC 660 . . . . . <i>Y.P.Reshetnikov, V.A.Yakovleva</i>	61
Observations of the compact group of galaxies Shahbazian 130 . . . . . <i>A.S.Amirkhanian, E.G.Eghikian, N.A.Tikhonov, R.K.Shahbazian</i>	67
Polarimetric observations of OJ 287 in 1983-1991 . . . . . <i>V.A.Hageg-Thorn, A.I.Gataullina</i>	77
On the nature of recurrent activity of the nuclei of rotating galaxies . . . . . <i>A.M.Krigel</i>	85
Light scattering in aspherical nebula . . . . . <i>A.K.Kolesov, V.V.Sobolev</i>	97
Generation of soft X-ray radiation in the atmosphere of RR Lyrae <i>S.M.Andrievsky, I.A.Matveev</i>	111
Models of neutron stars in generalized bimetric theory of gravitation <i>M.R.Avakian, L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian</i>	121
Stability of astrophysical discs and rings . . . . . <i>V.L.Polyachenko</i>	131
HOCL in the interstellar medium . . . . . <i>V.K.Khersonskii, A.A.Lipovka</i>	151
<b>Notes</b>	
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. III. Rhodium <i>M.Ya.Orlov, A.V.Shavrina</i>	163

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորրացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Լ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանիշ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Մախկյան, Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալոյան (սալո. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Լ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոլև (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачкий (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоглян (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Теребиз.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армениии. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 18 р. Подписку можно проавести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանգեսը ազատում է ինֆունտիկ հոգվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միգաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղաբաշխության աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի օտմանականից բնագավառների զծով: Հանգեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստիդանաների և բաղեր կուսակերպ ուսանողների համար:

Հանգեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագիրն 18 ռ. մեկ տարվա նամար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծբունարդեայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.33 - 355

ГОРЯЧИЕ КОМПОНЕНТЫ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД В  
ОБЛАСТЯХ ОРИОНА И КИЛЯ

Г.М.ТОВМАСЯН, Р.Х.ОГАНЕСЯН, Р.А.ЕПРЕМЯН

Поступила 27 июня 1991  
Принята к печати 12 августа 1991

Обнаружены горячие компоненты у 12 звезд, наблюдавшихся в областях звездных ассоциаций в Орионе и Киле. С помощью определенных в данной работе вероятных значений их нормальных показателей цвета  $[m(1640) - m(V)]_0$  и их абсолютных звездных величин  $M(V)$  показано, что эти компоненты являются, в основном, субкарликами типов sdB - sdO.

На фотографиях, полученных с помощью космического телескопа "Глазар" [1] на  $\lambda$  1640 А, иногда обнаруживаются изображения звезд относительно поздних спектральных классов А-С, интенсивности излучения которых на данной длине волны явно ниже предела обнаружения, или же цвета которых существенно голубее, чем можно было бы ожидать, исходя из их спектральных классов. Из этого можно сделать два вывода - или неправильно определен спектральный класс звезды и он более ранний, или же, как это уже было отмечено в работе [2], у наблюдаемой звезды позднего типа имеется слабый в видимых лучах горячий компонент. В некоторых случаях приводимое в литературе определение спектрального класса и класса светимости звезды оказывается достаточно надежным, и тогда единственной возможностью объяснения наблюдаемой большой яркости звезд на  $\lambda$  1640 А остается заключение о наличии у них горячих компонентов. Имеющиеся наблюдательные данные позволяют приблизительно определять возможные параметры предполагаемых горячих компонентов. Об обнаружении и параметрах ряда горячих компонентов у звезд относительно более поздних типов по наблюдениям на "Глазаре" было сообщено в наших предыдущих работах [3-5].

В настоящей статье сообщается об обнаружении горячих компонентов у звезд, наблюдавшихся в областях звездных ассоциаций в Орионе [6] и Киле [7]. Кстати, двойственность одной из звезд этого списка, а именно HD 36811, была известна, хотя ничего не известно о слабом компоненте. Список этих звезд дан в табл.1, в которой в последовательных столбцах приведены номера звезд по каталогу HD, спектральные классы по литературным данным (см. [6,7]), уточненные нами по методу  $Q(U, B, V)$  Джонсона и Моргана [8] фо-

тометрические спектральные классы, звездные величины  $V$  (см. [6,7]), звездные величины  $m_{1640}$  по нашим наблюдениям на "Глазаре" [6,7], наблюдаемые ( $m_{1640}-V$ ) показатели цвета, нормальные ( $m_{1640}-V$ )<sub>0</sub> показатели цвета (интерполированные значения из работы [9]) для звезд соответствующих спектральных классов и избытки цветов  $E(B-V)$ .

Таблица 1

### ОБНАРУЖЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ОРИОНА И КИЛЯ

HD	S	S <sub>ph</sub>	V	$m_{1640}$	$m_{1640}-m(V)$	$[m_{1640}-m(V)]_0$	$E(B-V)$
36811	A3 V; A3 IV <sub>m</sub> ; A1	A4 V	7 <sup>m</sup> .08	6 <sup>m</sup> .7	-0 <sup>m</sup> .38	1 <sup>m</sup> .48	0 <sup>m</sup> .00
37111	A1 V	A0 V	8.81	7.6	-1.21	-0.57	0.06
37256	A2 V	B9.5 V	8.93	7.6	-1.33	-0.97	0.11
37257	B9 V	B9.5 V	8.69	7.3	-1.33	-0.97	0.02
37564	A5 III; A8 V	A6 III	8.47	8.5	0.03	2.62	0.06
90833	B9 V	B8.5 V	9.77	7.8	-1.97	-1.64	0.06
92087	B5 V; B5.5 V	-	7.9	4.6	-3.30	-2.63	0.17
92271	B9.5 III-V	-	9.5	8.3	-1.20	-0.90	-
92406	A0e; Bp	B9 Ib	9.05	7.6	-1.45	-0.54	0.00
92477	A0 IV-V	-	9.5	8.2	-1.30	-0.58	-
93711	B8 II	B8 II	9.97	7.8	-2.17	-1.63	0.03
94558	B9 V	B9 V	8.85	6.8	-2.05	-1.35	0.05

Сопоставление наблюдаемых и нормальных показателей цвета показывает, что наблюдаемые показатели цвета существенно голубее ожидаемых нормальных показателей цвета звезд соответствующих спектральных классов. Это различие, как мы указывали выше, может быть обусловлено наличием у этих звезд горячих компонентов.

Для определения параметров обнаруженных горячих компонентов наблюдавшихся звезд относительно поздних типов мы, как и в работе [3], рассматриваем два крайних случая: 1) Видимая звездная величина горячего компонента  $m_2(V)$  равна видимой звездной величине  $m_1(V)$  главного компонента в  $V$ -лучах и 2) Излучение в  $V$ -лучах горячего компонента настолько слабо, что видимая звездная величина главного компонента, скажем, всего на 0.<sup>m</sup>05 отличается от наблюдаемой суммарной звездной величины. Здесь следует заметить, что первое предположение несколько нереально, поскольку в этом случае присутствие компонента должно было бы сказаться и на определении спектрального класса звезды.

В случае первого предположения мы легко определяем видимые звездные

величины обоих компонентов в  $V$  - в этом случае они на  $0.^m75$  больше наблюдаемой суммарной звездной величины. Поскольку спектральный класс и класс светимости главного компонента известны, то из работы [9] определяем (после интерполирования) значение его нормального показателя цвета  $[m_1(1640) - m_1(V)]_0$ . Отсюда определяется видимая звездная величина главного компонента  $m_1(1640)$  на  $\lambda$  1640 А, а также видимая звездная величина горячего компонента  $m_2(1640)$ , поскольку суммарная звездная величина  $m(1640)$  известна из наших наблюдений. Затем определяется показатель цвета  $m_2(1640) - m_2(V)$  горячего компонента, а также нормальный показатель цвета с помощью выражения  $[m_2(1640) - m_2(V)]_0 = m_2(1640) - m_2(V) - 4.39 E(B-V)$  (см. [4]).

С другой стороны, по известным спектральным классам и классу светимости главного компонента из таблиц работы [10] берем значение  $M_1(V)$  его абсолютной звездной величины в визуальных лучах. Поскольку видимые звездные величины обоих компонентов в  $V$  мы приняли равными, то, естественно, должны быть равны и их абсолютные звездные величины, т.е.  $M_2(V) = M_1(V)$ . Таким образом, мы определяем абсолютную звездную величину  $M_2(V)$  предполагаемого компонента и его нормальный показатель цвета  $[m_2(1640) - m_2(V)]_0$ . Знание этих параметров позволяет оценить спектральный класс этого горячего компонента.

Теперь рассмотрим второй случай. Предполагая, что  $m_1(V)$  отличается от наблюдаемой (суммарной) звездной величины на  $0.^m05$ , определяем видимые звездные величины обоих компонентов  $m_1(V)$  и  $m_2(V)$ . Как и при первом предположении, зная спектральный класс и класс светимости главного компонента, определяем его нормальный показатель цвета, затем его видимую звездную величину на  $\lambda$  1640 А, а также видимую звездную величину  $m_2(1640)$  и, как и ранее, нормальный показатель цвета  $[m_2(1640) - m_2(V)]_0$  предполагаемого горячего компонента.

По определенной, как и в первом случае, абсолютной звездной величине в  $V$ -лучах главного компонента определяется модуль расстояния, а следовательно, и абсолютная звездная величина  $M_2(V)$  горячего компонента.

Итак, мы и здесь определили абсолютную звездную величину и нормальный показатель цвета горячего компонента и, таким образом, как и в первом случае, получаем возможность оценить его спектральный класс.

Результаты описанных выше расчетов относительно 12 наблюдавшихся в работах [6, 7] звезд относительно поздних спектральных классов приведены в табл. 2. В этой таблице приведены значения  $m_1(1640)$  и  $m_2(1640)$ ,  $M_2(V)$ , нормальные показатели цвета  $[m_2(1640) - m_2(V)]_0$  и ориентировочные спектральные классы предполагаемых горячих компонентов. При этом, в первой строке относительно каждой звезды приведены значения, полученные при предположении равенства видимых звездных величин в  $V$  обоих компонентов, а во второй строке - соответствующие значения, полученные при втором предположении, когда наблюдаемая звездная величина в  $V$  обусловлена преимущественно звездой относительно более позднего спектрального класса.

Таблица 2

ВЕРОЯТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН  
КОМПОНЕНТОВ ОБНАРУЖЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД НА  
 $\lambda$  1640 А, АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ  $M_2(V)$ ,  
ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА  $m_2(1640) - m_2(V)$  И ОРИЕНТИРОВОЧНЫЕ  
СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ГОРЯЧИХ КОМПОНЕНТОВ

HD	$m_1(1640)$	$m_2(1640)$	$M_2(V)$	$[m_2(1640) - m_2(V)]_0$	S
36811	9 <sup>m</sup> .31	6 <sup>m</sup> .80	+1 <sup>m</sup> .9	-1 <sup>m</sup> 7.5	sdB
	8.61	6.91	+5.2	-3.50	sdB
37111	9.25	7.87	+0.6	-1.95	sdB
	8.55	8.19	+3.9	-4.26	sdO
37256	9.19	7.88	+0.4	-2.28	sdB
	8.50	8.22	+3.2	-4.18	sdO
37257	8.49	9.04	+0.4	-1.67	B8.5 V
	7.80	8.68	+3.5	-3.27	sdB
37564	12.10	8.54	+0.4	-0.96	B9.5 V
	11.52	8.57	+3.4	-3.56	sdB
90833	9.14	8.17	0.0	-2.61	sdB
	8.39	8.74	+3.3	-4.66	sdO
92087	6.77	4.76	-1.1	-4.64	sdB
	6.16	4.89	+1.0	-6.05	sdO
92271	9.35	8.82	-0.4	-1.43	sdB
	8.65	9.70	+0.2	-3.16	sdB
92406	9.26	7.87	-5.5	-1.93	B5 Ib
	8.56	8.18	-2.2	-4.20	sdO
92477	9.67	8.52	+0.3	-1.15	B9.5 IV-V
	8.97	8.93	+3.6	-4.00	sdB
93711	9.22	8.14	-3.4	-2.71	B3.5 II-III
	8.52	8.59	-0.8	-4.83	sdO
94558	8.30	7.11	+0.2	-2.69	sdB
	7.55	7.55	+3.5	-4.90	sdO

Как видно из табл.2, абсолютные звездные величины обнаруженных горячих компонентов  $M_2(V)$ , особенно при втором случае, когда  $m(V)$  главного компонента мало отличается от суммарной звездной величины, находятся в пределах от  $-2^m.2$  до  $+5^m.2$ . В то же время, согласно показателям цветов, находящимся в пределах от  $-2^m.4$  до  $-5^m.3$ , все эти звезды являются весьма голубыми. Исходя из этого, обнаруженные неизвестные компоненты наблюдавшихся звезд относительно поздних спектральных классов являются субкарликами

типов SdB-SdO [11]. В некоторых случаях, при предположении равенства видимых звездных величин обоих компонентов в визуальных лучах, что, как мы уже отмечали, менее вероятно, горячие компоненты могут быть В-звездами различных подклассов.

Таблица 3

ЗВЕЗДЫ С ВЕРОЯТНЫМИ ГОРЯЧИМИ КОМПОНЕНТАМИ ИЛИ БОЛЕЕ РАННИМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ КЛАССАМИ В КИЛЕ

HD	S	$m(1640) - m(V)$	$[m(1640) - m(V)]_0$
92288	B9	-2 <sup>m</sup> .4	-1 <sup>m</sup> .35
303052	B7 - B9	-3.2	-1.85
305463	B7	-3.2	-2.23
305446	B8	-3.0	-1.85
305460	B5 - B7	-4.3	-2.43
95085	B9	-2.1	-1.35

Следует указать, что еще у 6 звезд, наблюдавшихся в области Киля, измененные значения показателей цвета  $m(1640) - m(V)$  заметно отличаются от ожидаемых значений, определяемых по их спектральным классам. Список этих звезд вместе с наблюдаемыми и нормальными цветами приведен в табл. 3. Как видно из этой таблицы, наблюдаемые цвета голубее ожидаемых значений. Здесь следует заметить, что в случае четырех звезд (HD 303052, 305463, 305446 и 305460) значения звездных величин  $m(V)$  оценены по их  $B$  звездным величинам, приведенным в работе [12], где последние определены глазомерно со среднеквадратичными ошибками в 0.<sup>m</sup>26. Различие наблюдаемых и ожидаемых цветов намного больше и потому вряд ли может быть обусловлено ошибками измерений звездных величин. Наблюдаемые отличия цветов приведенных в табл. 3 звезд от ожидаемых цветов могут быть обусловлены, так же, как и в рассмотренных выше случаях, наличием у этих звезд горячих компонентов. Однако, поскольку классы светимостей этих звезд неизвестны и, возможно, сами спектральные классы оценены грубо, не представляется возможным оценить вероятные параметры предполагаемых горячих компонентов. В случае этих звезд не исключено также, что наблюдавшийся блес голубой цвет может быть обусловлен тем, что их спектральные классы несколько более ранние, чем это дано в каталогах.

Таким образом, наблюдения, выполненные с помощью космического телескопа "Глазар" на  $\lambda$  1640 А, позволяют обнаруживать двойственность ряда звезд относительно поздних спектральных классов. При этом обнаруженными компонентами этих звезд преимущественно оказываются горячие субкарлики типов SdB-SdO.

## HOT COMPONENTS OF SOME STARS IN ORION AND CARINA REGIONS

H.M.TOVMASSIAN, R.KH.HOVHANNESSIAN, R.A.EPREMIAN

Hot components of 12 stars observed in Orion and Carina regions of stellar associations are detected. On the basis of probable values of normal colour indices  $[m(1640) - m(V)]_0$  of these stars and their absolute stellar magnitudes  $M(V)$  estimated in this paper it is concluded that these components are mainly of sdB-sdO type subdwarfs.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М.Товмасян, Ю.М.Ходжаянц, М.Н.Крмоян, А.Л.Кашин, А.З.Захарян, Р.Х.Оганесян, М.А.Мкртчян, Г.Г.Товмасян, Д.Югенен, В.В.Бутов, Ю.М.Романенко, А.И.Лавейкин, А.П.Александров, Письма в Астрон.ж., 14, 291, 1988.
2. Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, С.Е.Нерсесян, М.А.Мкртчян, Ю.М.Ходжаянц, М.Н.Крмоян, А.Л.Кашин, Д.Югенен, С.И.Серова, Ю.В.Романенко, А.П.Александров, В.Г.Титов, М.Х.Манаров, Астрофизика, 32, 5, 1990.
3. Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, Письма в Астрон.ж., 16, 1095, 1990.
4. Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, А.С.Викторенко, А.А.Серебров, Астрон.ж., 1991 (в печати)
5. H.M.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian, D.Huguenin, Yu.M.Khodjayants, M.N.Krmojan, A.L.Kashin, A.P.Alexandrov, Yu.V.Romanenko, Astron. and Astrophys., 1991 (в печати)
6. Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, Астрофизика, 1991 (в печати).
7. Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, Астрофизика, 1991 (в печати).
8. H.L.Johnson, W.W.Morgan, Astrophys.J., 122, 142, 1955.
9. D.J.Carnochan, Mon.Notic. Roy.Astron.Soc., 201, 1139, 1982.
10. D.M.Gottlieb, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 287, 1978.
11. J.L.Greenstein, A.I.Sargent, Astrophys. J. Suppl. Ser., 28; 157, 1974.
12. L.O.Loden, K.Loden, B.Nordstrom, A.Sundman, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 23, 283, 1976.

УДК: 524.33:520.82

## НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. III. FU ОРИОНА В 1984-1990 ГОДАХ. ПРИМЕЧАТЕЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПА ПАДЕНИЯ БЛЕСКА

М.А.ИБРАГИМОВ

Поступила 26 июня 1991

Принята к печати 9 сентября 1991

Анализируются результаты фотометрии 1984-90 гг. FU Ori на горе Майданак. В декабре 1987 г. отмечено скачкообразное падение блеска фуора на  $0.^m1$  V, а затем ускорение падения блеска. Показатель цвета  $U-B$  несколько уменьшился, а  $(B-V)$  и  $(V-B)$  в пределах ошибок не менялись. Подтвержден ранее открытый квазипериод 9.2 дня в эпоху 1984/85 гг. В эпоху 1987/88 гг. вероятен квазипериод 9.8 и/или 11.4 дня, однако в 1984-90 гг. численный анализ не выявил достоверных периодов. Выполнена  $UBVR$ -фотометрия переменных и эмиссионных звезд из окрестности FU Ori, 7 звезд заподозрены в изменении блеска.

*1. Введение.* FU Ori является прототипом переменных звезд, получивших название фуоров. Фотометрическое поведение FU Ori до 1985 г. рассматривается в [1,2]. Сложный пекулярный спектр звезды описан Хербигом [1,3]. Спектральный тип фуора меняется от A5 около 2650 А [4] и F2-G0 в оптике до K0-2 в районе 9000А [5] и спектра М-гиганта в области 1-2 мкм [6]. Наблюдательные свидетельства и основные следствия из модели аккреционного диска вокруг фуора резюмированы в [7,8]. СО- и ИК-наблюдения молекулярного облака В35, связанного с FU Ori, а также результаты поиска  $H_{\alpha}$ -эмиссионных звезд в этой области суммированы в [9-11]. Часть этих звезд, соседствующих с FU Ori, образуют Т-ассоциацию Ori T4 [12].

Представляемая работа является третьей в серии статей, посвященных фотометрическому исследованию после вспышечного поведения классических фуоров. Две предыдущие [13,14] посвящены фуорам V1057 и V1515 Суг и некоторым другим объектам в их окрестностях. В этой работе изложены аналогичные результаты для фуора FU Ori.

*2. Наблюдательный материал.* Фотометрическая история FU Ori в 1936-1977 гг. в основном по фотометрическим наблюдениям изложена в работе Хербига [1]. Колотилос и Петров [2] проанализировали поведение фуора по  $UBVRI$ -фотоэлектрическим наблюдениям в эпоху 1978-85 гг. Наши фотоэлек-

Таблица 1

## МАЙДАНАКСКИЕ UBVR - НАБЛЮДЕНИЯ FU ORI В 1984-1990 ГГ.

Сезон	Эпоха (2440000+)	n	$\langle V \rangle$	$\Delta V$	$\langle U-B \rangle$	$\langle B-V \rangle$	$\langle V-R \rangle$
1984	5973 - 6061	21	9 <sup>m</sup> .23	0 <sup>m</sup> .16	0 <sup>m</sup> .88	1 <sup>m</sup> .36	1 <sup>m</sup> .18
1985	6292 - 6399	62	9 .28	0 .17	0 .88	1 .35	1 .17
1986	6680 - 6805	17	9 .24	0 .16	0 .87	1 .36	1 .20
явг.-нояб. 1987	7030 - 7124	31	9 .28	0 .14	0 .92	1 .33	1 .19
дек.-январ. 87/88	7132 - 7186	12	9 .36	0 .22	0 .82	1 .34	1 .20
1988	7380 - 7549	79	9 .37	0 .13	0 .76	1 .36	1 .18
1989	7768 - 7885	69	9 .41	0 .16	0 .78	1 .34	1 .18
1990	8112 - 8279	67	9 .47	0 .13	0 .74	1 .32	1 .18

трические UBVR -наблюдения FU Ori в 1984-90 гг. (табл.1) проводились на 48- и 60 см рефлекторах Высокогорной Майданакской экспедиции Астрономического ин-та АН Узбекистана. Методика наблюдений и аппаратура те же, что и при наблюдениях фуоров V 1057 и V 1515 Суг [13, 14]. Типичные ошибки наблюдений FU Ori составляли 0.<sup>m</sup>01 в V и 0.<sup>m</sup>02 в цветах B-V и V-R, в U-B средняя ошибка составляла 0.<sup>m</sup>04. Звездой сравнения служила звезда BD +8<sup>o</sup>1051, величины которой определены нами с привязкой к стандартам Ландольта [15] и приведены в табл.2. В ней сравниваются величины и цвета этой звезды по определениям [16] и [2]. Из табл.2 видно, что имеются заметные систематические отличия между нашими определениями и [2], достигающие 0.<sup>m</sup>11 в U-B и 0.<sup>m</sup>06 в блеске, при этом цвета B-V и V-R совпадают с нашими. Всего в эпоху 1984-90 гг. нами получено 358 оценок блеска фуора за 333 наблюдательные ночи.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ BD +8<sup>o</sup> 1051

Автор	V	U-B	B-V	V-R	Сезон
Зайцева [16]	8 <sup>m</sup> .82		1 <sup>m</sup> .04		1965-66
Колотилов, Петров [2]	8 .87	0 <sup>m</sup> .97	1 .08	0 <sup>m</sup> .82	1978-85
Наша работа	8 .93	0 .86	1 .08	0 .84	1984-90

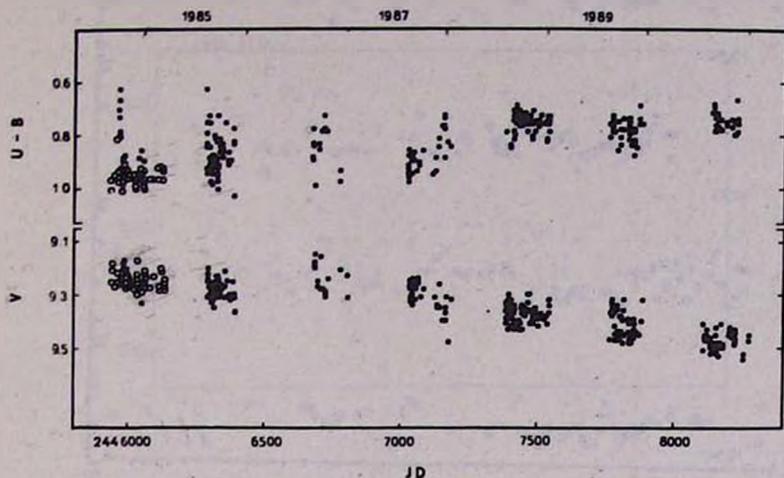


Рис. 1. Сводная кривая блеска FU Ori в цвете  $U-B$  и в фильтре  $V$  по наблюдениям 1984-90 гг. Наблюдения Колотилова и Петрова [2] 1984-85 гг. выделены светлыми кружками.

3. Кривые блеска FU Ori в 1984-90 гг. На рис. 1 приведены сводные кривые блеска фуора в цвете  $U-B$  и в фильтре  $V$  по всем нашим наблюдениям. Самой примечательной особенностью поведения фуора в период наших наблюдений является скачкообразное ослабление его блеска на  $0.^m1V$ , случившееся в декабре 1987 - январе 1988 гг., и последовавшее за этим ослабление блеска с таким темпом, что за последующие 3 сезона наблюдений 1988-90 гг. звезда ослабла еще на  $0.^m2V$ , и к концу 1990 г. ее средний блеск упал до  $9.^m47V$ . С 1961 г. по 1980 г. звезда ослабла на  $\sim 0.^m4V$ , т.е. средний темп уменьшения блеска составил  $0.^m02/\text{год}$ . В 1981-87 гг. падение, по-видимому, прекратилось, блеск звезды стабилизировался у среднего значения  $9.^m26V$ , испытывая плавные колебания с максимальной амплитудой до  $0.^m17V$  (рис. 2). В декабре 1987 г. после 8-летней "передышки" блеск звезды вновь начал ослабевать, но с темпом, в 3 раза ( $0.^m07/\text{год}$ ) превышающим прежний. Если такой темп ослабления блеска сохранится и далее, то своего первоначального блеска фуор достигнет приблизительно через 70 лет или через  $\sim 130$  лет от начала вспышки. Общее ослабление блеска за 30 лет с момента первых фотоэлектрических наблюдений 1961 г. составило  $0.^m6V$  (от  $8.^m9$  до  $9.^m5$  в фильтре  $V$ ).

Описанные выше изменения в крупномасштабном тренде кривой блеска FU Ori показали только в  $U-B$  (см. рис. 1). Сохранявшееся в течение 4 сезонов в 1984-87 гг. среднее значение  $U-B = +0.^m89$  в декабре-январе 87/88 гг. одновременно с отмеченным ослаблением блеска уменьшилось, достигнув значения  $+0.^m82$ , и затем в следующие три сезона наблюдений цвет  $U-B$  практически оставался постоянным, около среднего значения  $+0.^m76$ . Такое поведение цвета

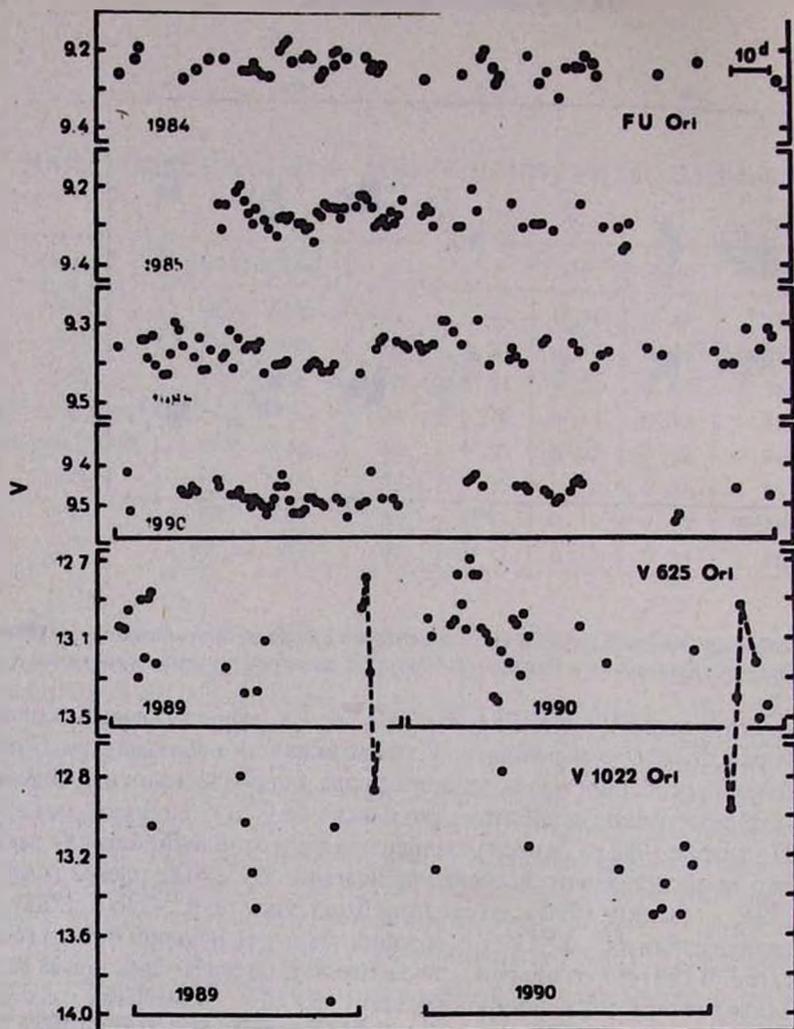


Рис.2. Кривые блеска в различные сезоны в фильтре V для FU Ori, V 625 и V 1022 Ori. Наблюдения FU Ori по [2] выделены светлыми кружками. Отрезок указывает масштаб по оси абсцисс для всех кривых.

$U-B$  происходило при неизменности средних величин цветов  $B-V=+1.^m35$  и  $V-R=+1.^m18$  в 1984-90 гг.

4. Исследование циклической составляющей в кривой блеска. Первое упоминание о возможной циклическости на больших интервалах времени (порядка нескольких тысяч дней) кривой блеска FU Ori содержится в [17]. О существовании значительно более коротких периодов, 18.4 и 9.2 дня, сообщили

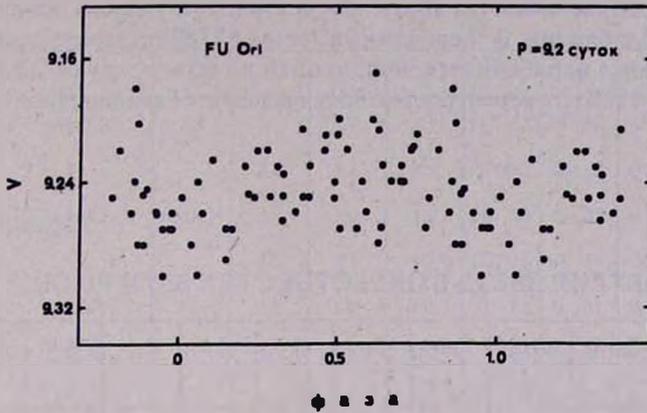


Рис.3. Средняя кривая блеска в фильтре V для найденного по объединенным наблюдениям FU Ori в сезон 1984-85 гг. периода P=9.2 дня.

Таблица 3

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ FU ORI В 1984 Г.

24459..	V	U-B	B-V	V-R	24459..	V	U-B	B-V	V-R
73.4663	9 <sup>m</sup> .25	0 <sup>m</sup> .74	1 <sup>m</sup> .33	1 <sup>m</sup> .19	89.4773	9 <sup>m</sup> .22	0 <sup>m</sup> .99	1 <sup>m</sup> .37	1 <sup>m</sup> .15
74.4439	9 .25	0 .80	1 .34	1 .17	90.4501	9 .21	0 .89	1 .37	1 .18
75.4994	9 .25	0 .81	1 .34	1 .18	91.4284	9 .22	0 .88	1 .36	1 .18
76.4562	9 .23	0 .63	1 .34	1 .16	97.4175	9 .21	0 .96	1 .34	1 .18
77.4737	9 .25	0 .79	1 .34	1 .17	98.4688	9 .20	0 .98	1 .35	1 .18
78.4582	9 .27	0 .81	1 .34	1 .18	24460 ..				
78.4961	9 .24	0 .93	1 .38	1 .20	47.3423	9 .22	0 .89	1 .41	
83.4687	9 .20	0 .96	1 .35	1 .18	52.4173	9 .26	0 .86	1 .36	
84.4726	9 .18	0 .94	1 .35	1 .18	55.3160	9 .33	0 .95	1 .36	1 .19
85.4489	9 .17	0 .94	1 .36	1 .17	57.2791	9 .25	0 .97	1 .37	1 .16
87.4782	9 .23	0 .90	1 .37	1 .18	61.2401	9 .25	0 .90	1 .39	

авторы [2]. Однако полученные ими периоды не были подтверждены Кенином и Хартманном [7], несмотря на то, что в [7] анализировались оригинальные наблюдения Колотылова и Петрова [2].

Анализ наших фотоэлектрических наблюдений проводился методом Курочкина-Юркевича на ЭВМ СМ-1420 по программе, составленной К.Н.Гранкиным. По всей эпохе имеются лишь два сезона, где удалось обнаружить периодические ослабления. В "переломный" сезон 87/88 г., после процедуры сглаживания излома параболической функцией по всему ряду от 22 августа 1987 до 25 января 1988 г., с вероятностью 95% выявляется квазипериод 9.8 дня.

Таблица 4

## ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТЯХ V35 И FU ORI

N	BD, HD(E)	SpHD	Sp[18]	SpQ	Sp	V	U-B	B-V	V-R	E(B-V)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1			A0	A0	A0	12 <sup>m</sup> .041	0 <sup>m</sup> .07	0 <sup>m</sup> .27	0 <sup>m</sup> .29	0 <sup>m</sup> .29
2	246760	A0	A0	A0	A0	1 .72	0 .04	0 .14	0 .20	0 .16
3	38020	A2	B9	A0	A0	9 .21	0 .08	0 .14	0 .17	0 .16
4	246802	A0	A0	A0	A0	11 .47	0 .14	0 .28	0 .26	0 .30
5	246803	A2	A1	A1	A1	9 .94	0 .08	0 .12	0 .12	0 .10
6	246830	A0	A2	B9	A0	11 .45	-0 .07	0 .14	0 .22	0 .16
7			A0	A0	A0	12 .34	0 .21	0 .31	0 .33	0 .33
8			A0	A0	A0	12 .57	0 .09	0 .20	0 .22	0 .22
9	38096	F0	A5	A7	A7	8 .09	0 .13	0 .23	0 .24	0 .03
10	38095	A2	A1	A1	A1	8 .49	0 .07	0 .10	0 .11	0 .08
11	246923	A	A1	A1	A1	11 .75	0 .19	0 .29	0 .33	0 .27
12	+9 <sup>o</sup> 940		A2	A2	A2	10 .97	0 .23	0 .42	0 .44	0 .37
13	246924	A3	A2	A2	A2	11 .37	0 .22	0 .36	0 .36	0 .29
14	246946	A5	A5	A9:	A7	10 .29	0 .04	0 .36	0 .37	0 .15
15	246964	A0	A0	A0	A0	11 .24	0 .12	0 .26	0 .26	0 .28
16			A1	A1	A1	12 .36	0 .16	0 .30	0 .30	0 .28
17	246980	A2	A2	A2	A2	11 .22	0 .21	0 .27	0 .28	0 .22
18			A0	A0	A0	12 .29	0 .08	0 .24	0 .28	0 .26
19			A1	A1	A1	12 .15	0 .20	0 .34	0 .37	0 .32
20			A1	A1	A1	11 .56	0 .29	0 .42	0 .39	0 .40
21	247145	B9	A4p	B9	B9	10 .85	-0 .09	0 .17	0 .23	0 .24
22			A2	A2	A2	11 .85	0 .19	0 .32	0 .28	0 .27
23	247185	A2	A0	B9	A0	10 .74	-0 .11	0 .16	0 .22	0 .18
24	247166	A0	A0	A0	A0	11 .38	0 .04	0 .21	0 .23	0 .23
25			A1	A1	A1	11 .74	0 .23	0 .34	0 .33	0 .32

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
26	247203	A3	A2	A0	A1	11 <sup>m</sup> .621	0 <sup>m</sup> .07	0 <sup>m</sup> .22	0 <sup>m</sup> .23	0 <sup>m</sup> .20
27			A3	A1	A2	2.00	0.15	0.32	0.29	0.27
28	247275	A0	A2	A0	A0	10.78	0.07	0.18	0.22	0.20
29			A	F5	F5	10.16	-0.14	0.47	0.46	0.03
30	38379	F0	A8	F0	F0	7.84	0.01	0.29	0.28	0.0
31	38366	B9	A0	B8	B9	9.05	-0.40	0.00	0.12	0.07
32	247319	A3	A2	A1	A2	10.07	0.20	0.34	0.35	0.29
33			A5	A8	A7	10.21	0.05	0.30	0.31	0.10
34	247366	A3	A2	A2	A2	10.09	0.24	0.34	0.33	0.29
35	247413	A0	A1	B9	A0	11.10	-0.04	0.25	0.28	0.27
36			A5	A8	A7	11.27	0.06	0.43	0.43	0.23
37	247427	A5	A3	A8	A6	11.06	0.11	0.43	0.41	0.26
38	38422	B9	B7	B8	B8	9.02	-0.26	0.05	0.13	0.15
39			A1	B9	A0	12.31	-0.11	0.19	0.22	0.21
40v?	247601	A5	A1	A4	A4	10.77	0.17	0.31	0.32	0.18
41	38560	A3	A2	A0	A2	9.04	0.06	0.16	0.15	0.11
42v?			A2	B9	A0	12.29	-0.15	0.23	0.29	0.25
43			A9	F2	F1	12.27	-0.05	0.42	0.40	0.10
44	247656	A7	A6	A9	A8	10.26	0.04	0.30	0.34	0.08
45v?	38623	A0	A0	B8	B9	8.33	-0.40	-0.10	0.00	0.0
46			A3	A3	A3	11.43	0.26	0.46	0.49	0.37
47v?	247689	A	A0	B9	A0	11.67	-0.18	0.16	0.24	0.18
48			A0	A0	A0	11.97	0.21	0.41	0.40	0.43
49v?	247789	A2	A1	A1	A1	11.81	0.09	0.27	0.27	0.25
50			A8	F2	F0	10.20	0.05	0.42	0.41	0.12
51			A	A8	A8	12.31	0.09	0.32	0.33	0.09

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
52			A0	A0	A0	12 <sup>m</sup> .33	0 <sup>m</sup> .24	0 <sup>m</sup> .34	0 <sup>m</sup> .34	0 <sup>m</sup> .36
53	247849	A7	A2	F0	F0	0 .54	0 .01	0 .30	0 .29	0 .00
54			A2	A0	A1	11 .97	0 .12	0 .28	0 .24	0 .26
55	247928	A5	A0	A3	A3	10 .44	0 .22	0 .39	0 .37	0 .30
56			B9	A0	A0	12 .07	0 .17	0 .40	0 .33	0 .42
57	247977	A	A0	A0	A0	11 .50	0 .13	0 .27	0 .26	0 .29
58			A0	A0	A0	11 .68	0 .09	0 .23	0 .23	0 .25
59	248063	A0	A1	A1	A1	10 .58	0 .10	0 .21	0 .21	0 .19
60			B8	A0	B9	11 .31	0 .09	0 .23	0 .10	0 .30
61			A1	F0	F0	9 .55	-0 .03	0 .29	0 .30	0 .00
62			A0	A0	A0	11 .17	0 .04	0 .17	0 .12	0 .19
63			A0	A0	A0	11 .29	0 .19	0 .39	0 .34	0 .41
64			A1	A0	A0	12 .13	0 .04	0 .23	0 .25	0 .25
65	248098	B9	B8	B8	B8	10 .78	-0 .31	0 .11	0 .14	0 .21
M1						14 .82	1 .41	0 .90	0 .76	
M2						14 .57	2 .33	1 .68	1 .47	
M3						12 .94	1 .32	1 .58	1 .39	
M4						13 .46	0 .94	1 .93	1 .68	
M5						14 .23	0 .34	0 .85	0 .67	
M6						14 .81	-0 .07	0 .69	0 .54	
M7						14 .07	-0 .03	0 .74	0 .77	
M8						13 .17	1 .88	2 .16	2 .37	
M9						14 .29	0 .07	0 .50	0 .45	
M10						13 .59	1 .24	1 .43	1 .20	

Анализ периодичности по наиболее плотному в этом сезоне участку кривой блеска до излома, а именно с 22 августа до 15 октября 1987 г., с вероятностью 90% дает несколько больший период, 11.4 дня. Анализируя этим методом наблюдательный массив [2], мы подтвердили наблюдаемые Колотиловым и Петровым периоды. Кроме этого, в дальнейшем анализе мы объединили массив [2] (54 оценки за 40 наблюдательных ночей) и наши наблюдения 1984 г. (21 оценка за 20 наблюдательных ночей, табл.3). При этом даты наблюдений [2] и наших, за исключением одной, не совпадали, что увеличило представительность ряда. Сводная кривая блеска за 1984-85 гг. приведена на рис.2 вверху. Средняя кри-

Таблица 5

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ  
ЭМИССИОННЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД ИЗ ОКРЕСТНОСТИ  
FU Ori

N ОКПЗ	N Манова	JD (244 ...)	V	U-B	B-V	V-R	m(pv) [11]
1	2	3	4	5	6	7	8
V 548 Ori	3	7853 .3717	14 <sup>m</sup> .75	0 <sup>m</sup> .31	1 <sup>m</sup> .08	0 <sup>m</sup> .92	15 <sup>m</sup> .5
V 625 Ori	16	7056 .8270	12 .60	-0 .03	1 .06	1 .15	13 .6
(получено 88 оценок)			13 .97				
V 627 Ori	18	7857 .4792	13 .99		0 .88	0 .73	14 .7
		7860 .3052	14 .09	0 .18	0 .87	0 .73	
V 629 Ori	20	7857 .4854	14 .73		1 .29	1 .37	15 .1
QR Ori	21	7857 .4937	13 .44		1 .17	1 .15	13 .7
		7860 .3114	13 .83	0 .03	1 .22	1 .21	
V 630 Ori	22	7857 .4980	14 .09		1 .03	1 .34	14 .4
		7860 .3204	14 .12	-0 .53	0 .94	1 .26	
Var?	23	7857 .5113	15 .54		1 .85	1 .74	(17 .7)
V 631 Ori	24	7857 .4642	13 .97		1 .39	1 .00	14 .7
		7860 .2990	13 .95	0 .76	1 .22	1 .01	
		7861 .3128	13 .92		1 .23	0 .97	
Var?	30	7860 .3365	14 .74	0 .18	1 .25	1 .36	15 .5
V 638 Ori	31	7861 .3083	13 .43		1 .26	1 .00	(16 .4)
V 1022 Ori		7834 .8223	12 .79	-0 .71	1 .24	1 .13	
(получено 18 оценок)			13 .51				
Индивидуальные измерения заподозренных в переменности звезд							
N 40		7543 .1385	10 .69	0 .18	0 .33	0 .32	
		7857 .3639	10 .85	0 .17	0 .29	0 .33	
N 42		7543 .1880	12 .19	-0 .12	0 .23	0 .26	
		7857 .3731	12 .39	-0 .18	0 .23	0 .33	
N 45		7543 .1443	8 .25	-0 .32	-0 .09	0 .00	
		7857 .3653	8 .40	-0 .48	-0 .12	0 .01	
N 47		7543 .1421	11 .61	-0 .11	0 .17	0 .20	
		7857 .3617	11 .73	-0 .26	0 .15	0 .27	

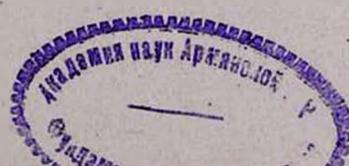


Таблица 5 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
N 49		7543 .1462 7857 .3682	11 <sup>m</sup> .72 11 .91	0 <sup>m</sup> .13 0 .05	0 <sup>m</sup> .28 0 .25	0 <sup>m</sup> .30 0 .25	

## Примечания

V 548 Ori - В [11] по 3 пластинкам эмиссия не найдена. Звезда двойная  $\rho \sim 8''$  [11].

V 625 Ori - HRC 183 Sp - K6 [21].

QR Ori - K - 9.18 [10].

V 630 Ori - HRC 184.  $k = 9.91$  [10]. По данным [21]  $V = 15.6$ : и  $Sp = K5$ , по [22]  $Sp - Ge \alpha$ .

Манова 23 - Заподозренная нами в переменности.

V 631 Ori - HRC 185. Наблюдалась эмиссия в фотографической области [23]. В [11]  $Sp - K5:e,v$  [21]  $Sp - K1$ .

Манова 30 - Заподозрена в переменности из сравнения нашей и данной в [11] фотометрии.

V 1022 Ori - Переменность открыта Пономаревой [24].

NN 40,49 - Двойные,  $\rho$  около  $5''$  в обоих случаях, фотометрия дана для более яркого компонента.

вая блеска для найденного по объединенному ряду периода приведена на рис.3; метод Курочкина-Юркевича с вероятностью 90% также выделяет период, равный 9.2 дня. Это значение периода практически совпадает со значением периода, полученным в [2] для участка кривой блеска с ноября 1984 г. по март 1985г. Наш метод не выявил 18-дневного периода по объединенному ряду. В другие сезоны достоверных периодов найти не удалось.

5. Фотометрия звезд в окрестностях B35 и FU Ori. В январе и ноябре 1989 г. на 60-см рефлекторе ВМЭ автор провел *UBVR*-фотометрию 65 звезд спектральных классов ранее F0 в площадке размером  $1^{\circ}.5 \times 2^{\circ}$  вокруг B35 и FU Ori. Карта области приведена на рис.4. Звезды для фотометрии отбирались по каталогу Барткуса [18].

Практически для всех звезд были получены 2-3 оценки в разные даты для уменьшения влияния, связанных со случайными ошибками наблюдений и возможной переменностью звезд. Усредненные по этим данным результаты приведены в табл.4. В первой ее колонке приводится номер звезды по карте, во второй - ее BD и HD (E) - номера. В 3-6 колонках приведены спектральные определения звезд соответственно по HD -каталогу, по каталогу Барткуса [18], определенные Q-методом [19], и принятые спектры. В следующих колонках даны блеск и цвета звезд, в последней - величина избытка цвета  $E(B-V)$ . В конце табл.4 под номерами M1-M10 приведена фотометрия 10 слабых звезд, про-

сктирующихся на В35. Эти звезды наблюдались 17.11.88 и обозначены на врезке на рис.4.

На рис.5 приведена двуцветная диаграмма  $(U-B)-(B-V)$  для всех исследованных нами звезд в окрестности В35. На ней выделены 8 звезд с номерами 12, 32, 34, 36, 37, 40, 46 и 55, которые находятся на том же расстоянии, что и Т-ассоциация Ori T4 и FU Ori, и, по-видимому, принадлежат этому юго-восточно-

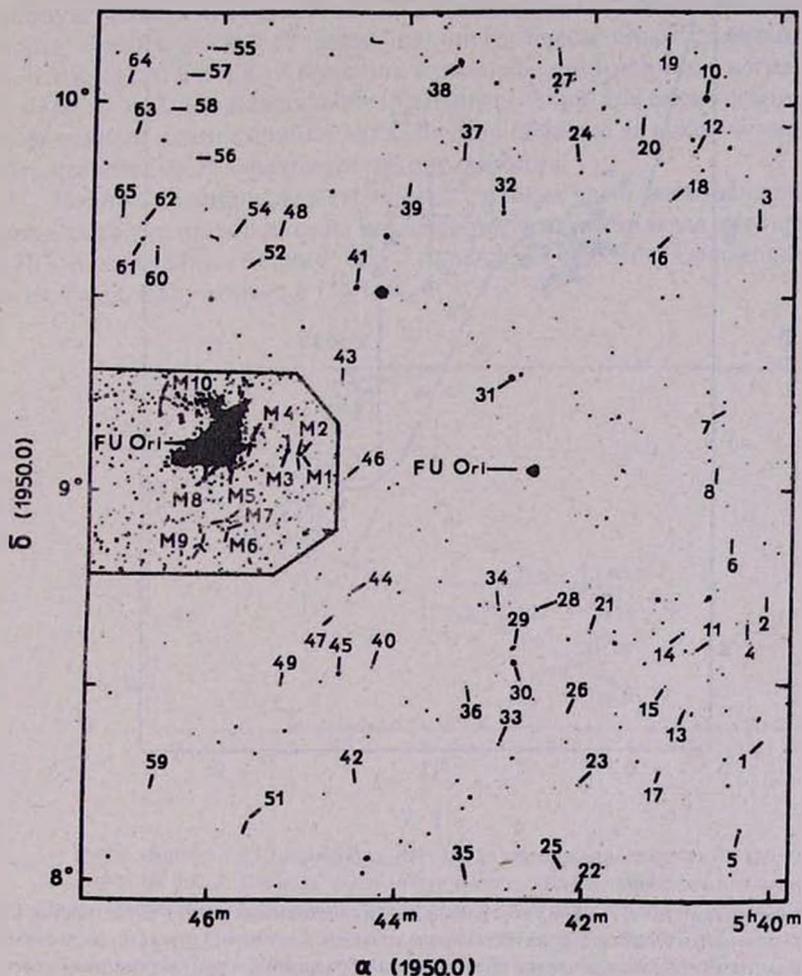


Рис.4. Карта окрестностей FU Ori (репродукция с синей карты POSS). Проектирующиеся на В35 звезды обозначены на врезке номерами M1-M10.

му участку комплекса звездообразования с центром в  $\lambda$  Ori. Звезды M1-M10. по видимому, являются карликами поздних типов ближнего фона и, вероятно не связаны с В35.

Интересно отметить, что и 12 ИК-источников, найденных в [10] в пределах яркой дуги, ограничивающей с запада В35, при анализе оказались звездами поздних типов переднего фона, не связанными с облаком. Комбинируя CO-

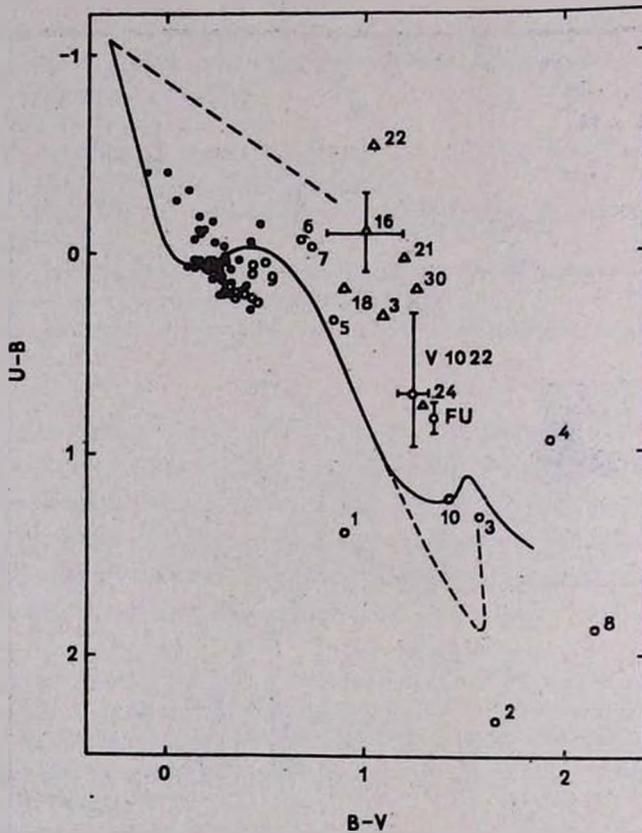


Рис.5 Двухцветная ( $U-B$ )- ( $B-V$ ) диаграмма для исследованных звезд в окрестностях FU Ori. Звезды дальнего и ближнего фона обозначены точками. Светлыми кружками обозначены 8 выделенных нами возможных членов области звездообразования; пронумерованными светлыми кружками - десять звезд, проэктирующихся на В 35. Треугольники - эмиссионные звезды из списка Мановой [20]. Пунктирной кривой обозначена линия нормальных цветов для звезд III класса светимости.

и ИК-наблюдения, авторы [9,10] заключили, что в молекулярном облаке В35 не существует погруженных в него звезд спектральных классов F0 и ранее.

При определении расстояния до В35 мы приняли нормальный закон поглощения с  $R=3.3$  и получили модуль  $m - M = 8.{}^m1 \pm 0.{}^m2$ , что соответствует удалению  $420 \pm 40$  пк. На рис.6 приведена диаграмма Герцшпрунга-Рессела для исследованных в нашей работе звезд.

**6. Переменные и эмиссионные звезды в окрестностях FU Ori.** На исследованную область проектируются 27 переменных и 4 заподозренных в переменности блеска звезд. 18 звезд из числа переменных отнесены к членам Т-ассоциации Ori T4. Кроме них в этой области имеются 4 алголя, 1 лирида, 2 мириды и 2 неправильные переменные. Лишь для очень небольшого числа переменных и эмиссионных звезд из этой области, за исключением самой FU Ori, имеются фотоэлектрические определения.

В табл.5 мы приводим сводку полученных нами фотоэлектрических оценок для проектирующихся на исследованную область звезд из списка Мановой [20]. В последней колонке табл.5 приведены фотовизуальные оценки блеска этих звезд, полученные в [11].

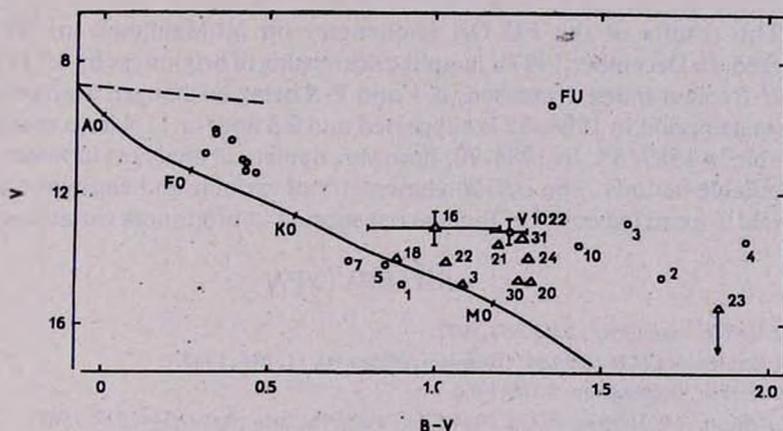


Рис.6. Диаграмма Герцшпрунга-Ресселя для звезд в окрестностях FU Ori. Обозначения те же, что и на рис.5. Главная последовательность (ZAMS) проведена для модуля  $m-M=8.{}^m1$ . Пределы изменения блеска и цвета для переменных даны по нашим наблюдениям.

На рис.2 приведены фрагменты кривых блеска для двух переменных членов Т-ассоциации Ori T4 V 625 и V 1022 Ori. Звезды под номерами 23 и 30 в списке Мановой по результатам фотометрии, приводимой в [11], и нашей фотометрии (табл.5 и примечания), по-видимому, переменны с амплитудой око-

ло 1-2 величин.

В табл.5 также включена фотометрия заподозренных в изменении блеска звезд, ранее не отмеченных в каталогах и списках переменных и заподозренных звезд и обнаруженных автором при фотометрировании окрестности В.3 (см. табл.4). Эмиссионные и переменные звезды из табл.5 нанесены на двухцветную и Герцшпрунга-Рессла диаграммы (рис.5,6).

В заключение автор выражает благодарность В.С.Шевченко за постановку задачи, полезные обсуждения и постоянный интерес к работе, а также признательность С.Ю.Мельникову, К.Н.Гранкину и С.Д.Якубову, принимавшим участие в *UBVR*-наблюдениях FU Ori, кроме того К.Н.Гранкину, оказавшему помощь при поиске периодов у фуора по разработанной им программе.

Астрономический институт АН Узбекистана

## OBSERVATIONAL STUDY OF FUORS. III. FU ORIONIS IN 1984-1990. A REMARKABLE CHANGE IN BRIGHTNESS DECREASING RATE

M.A.IBRAGIMOV

The results of the FU Ori photometry on Mt.Maidanak in 1984-90 are analyzed. In December 1987 a jumplike decreasing of brightness by  $0.{}^m 1 V$  is found. The *U-B* colour index decreased, *B-V* and *V-R* being unchanged in error limits. 9.2 days quasiperiod in 1984/85 is supported and 9.8 and/or 11.4 days quasiperiod is probable in 1987/88. In 1984-90, however, numerical analyzcs have not revealed any reliable periods. The *UBVR*-photometry of variable and emission stars in FU Ori field are carried out. 7 of them are suspected in brightness variations.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1977.
2. Е.А.Козомитлов, П.П.Петров, Письма в Астроф.ж., 11, 846, 1985.
3. G.H.Herbig, *Vistas Astron.* 8, 109, 1966.
4. S.J.Kenyon, L.W.Hartmann, C.L.Imhoff, A.Cassatella, *Astrophys.J.*, 344, 925, 1989.
5. Г.И.Шанин, *Астроф.ж.*, 56, 288, 1979.
6. J.R.Mould, D.N.V.Hall, S.T.Ridgway, P.Hintzen, M.Auronson, *Astrophys.J.Lett.* 222, L123, 1978.
7. S.Kenyon, L.Hartmann, Pulsation and Mass Loss in Stars, eds. R.Stallo, L.A.Willson, Kluwer Acad.Publ., Dordrecht, 1988, p. 133.
8. B.Reipurth, ESO Scientif. Prepr. No.695, 1990.
9. C.J.Lada, J.H.Black, *Astrophys.J.*, Lett. 203, L75, 1976.
10. C.J.Lada, B.A.Wilking, *Astrophys.J.*, 242, 1056, 1980.
11. R.Duerr, C.L.Imhoff, C.J.Lada, *Astrophys.J.*, 261, 135, 1982.
12. И.И.Халопов, Эруптивные звезды, Наука, М., 1970, стр.241.

13. *М.А.Ибрагимов, В.С.Шевченко*, *Астрофизика*, 27, 5, 1987.
14. *М.А.Ибрагимов, В.С.Шевченко*, *Астрофизика*, 32, 221, 1990.
15. *A.U.Landolt*, *Astron.J.*, 88, 439, 1983.
16. *Г.В.Зайцева*, *Перемен.звезды*, 16, 435, 1968.
17. *D.Chochol, J.Trenko*, *Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро*, ред.Л.В.Мирзоян, изд.АН Армении, Ереван, 1980, стр.240.
18. *Р.Барткус*, *Бюлл.Вильнюс.Астрон.обсерв.*, N33, 28, 1972.
19. *В.Л.Страйжис*, *Многоцветная фотометрия звезд*, Мокслас, Вильнюс, 1977
20. *Г.А.Манова*, *Астрон.ж.*, 36, 187, 1959.
21. *M.Cohen, L.V.Kuhi*, *Astrophys.J.Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
22. *G.H.Herbig, N.K.Rao*, *Astrophys.J.*, 174, 401, 1972.
23. *G.H.Herbig, K.R.Bell*, *Lick Observ.Bull.*, No.1111, 1988.
24. *Г.А.Пономарева*, *Астрон.циркуляр*, N210, 18, 1960.

УДК: 524. 33-332

## О РАЗМЕРАХ РЕАЛЬНЫХ ТРАПЕЦИЙ

В.В.АМБАРЯН, А.Л.МИРЗОЯН

Поступила 5 июня 1991

Принята к печати 25 июня 1991

Проведено сравнение линейных расстояний между компонентами кратных систем типа Трапеции состоящих из объектов, находящихся на различных стадиях эволюции (ИК источники, горячие гиганты, звезды типа Т Тельца и вспыхивающие звезды). Показано, что их средние размеры различаются в соответствии эволюционной стадии.

Известно, что реальные системы типа Трапеции встречаются только среди молодых кратных звезд. Их возраст, по оценке Амбарцумяна [1], не превышает нескольких миллионов лет, если их полная энергия отрицательна, и существенно меньше, если она положительна.

Несмотря на весьма ограниченный возраст систем типа Трапеции, среди них встречаются системы, значительно различающиеся по возрасту. Например, Трапеции, состоящие из инфракрасных источников, должны быть моложе, чем Трапеции, состоящие из звезд (оптических источников).

Поэтому для исследования эволюции Трапеций определенный интерес представляет сравнение таких систем, состоящих из объектов, находящихся на разных стадиях эволюции звезд.

Сравнение размеров небольшого числа кратных систем типа Трапеции, состоящих из объектов, наблюдаемых, в основном, в ближней ИК-области, с размерами Трапеций, наиболее яркая звезда которых принадлежит спектральному интервалу О-В, было выполнено Осканяном [2]. На основе сравнения линейных расстояний трех ближайших компонентов от главной звезды им был сделан вывод о том, что размеры рассмотренных двух типов (ИК и О-В) Трапеций существенно не отличаются друг от друга.

Однако, как показывают наблюдательные данные (см. табл.4 в работе [2]), средние расстояния трех ближайших компонентов от главной звезды для Трапеций типа О-В систематически больше тех же расстояний для Трапеций типа ИК.

Этот факт побудил нас несколько подробнее рассмотреть указанный вопрос, на основе более богатого наблюдательного материала, включая и матери-

ал, использованный в работе [2].

Из-за малого числа кратных систем типа Трапеций с известными параметрами, нам кажется целесообразным сравнение средних значений распределения всех взаимных расстояний между компонентами этих систем, которые лучше характеризуют их средние размеры. Действительно, как показывают вычисления, линейные размеры Трапеций гораздо лучше коррелируют со средними значениями взаимных расстояний компонентов Трапеций (коэффициент корреляции равен 0.98), чем с расстояниями ближайших компонентов от главной звезды (коэффициент корреляции 0.54).

Таблица 1

### НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ, СОСТОЯЩИХ ИЗ РАЗНОГО КЛАССА ОБЪЕКТОВ

Объекты, сост. Трапеции	Число Трапеций	Число взаимных расст. состав.	Среднее знач. расст.	Средне-кв. откл.
IR	6	86	22403.0	30793.3
O-B	21	164	40208.7	30226.1
T Tau	20	83	23042.2	8998.4
FS	7	24	46875.0	20352.5

Примечание. Только в случае O-B Трапеций приводится спектральный класс ярчайшей звезды, в остальных случаях объекты IR, T Tau и FS (вспыхивающие звезды) являются составляющими Трапеции.

Результаты статистических вычислений для использованных нами кратных систем типа Трапеции приведены в табл. 1, где в последовательных столбцах приводятся: класс объектов-составляющих кратной системы типа Трапеции, количество рассмотренных систем, число взаимных расстояний между компонентами кратных систем, среднее значение линейных расстояний между компонентами и средне-квадратическое отклонение. Все расстояния приводятся в а.е. Они были вычислены с помощью расстояний OВ-ассоциаций [3], в составе которых наблюдаются использованные системы типа Трапеции.

Проверка статистической гипотезы о равенстве средних значений взаимных линейных расстояний между компонентами ИК-Трапеций с соответствующими значениями для Трапеций типа O-B, при альтернативной гипотезе, среднее значение этой величины для ИК-Трапеций меньше, чем для O-B Трапеций, показывала, что справедлива альтернативная гипотеза с уровнем значимости  $\alpha = 0.01$ . Следовательно, можно считать, что среднее значение взаимных расстояний Трапеций, состоящих из ИК-источников, значительно

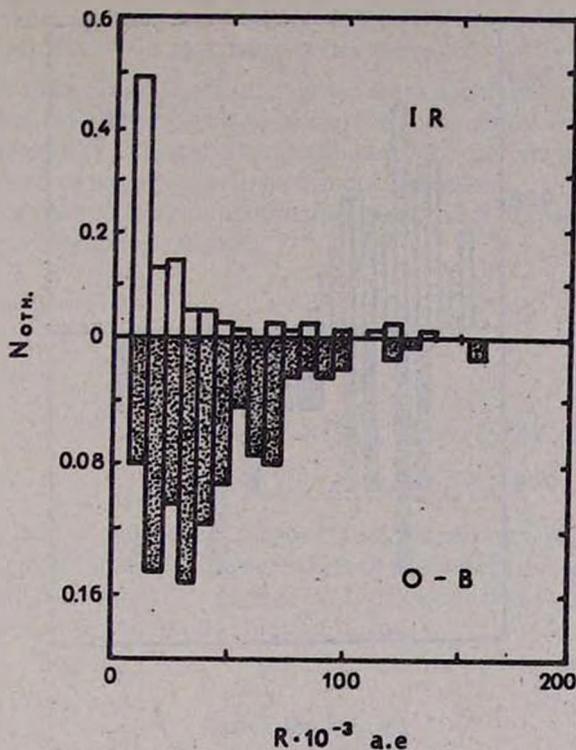


Рис.1. Гистограммы взаимных линейных расстояний компонентов систем типа Трапеции, состоящих из ИК-источников (IR) и систем типа Трапеции с главной звездой спектрального класса O или B. Четкое смещение взаимных расстояний компонентов O-B-Трапеций по сравнению с взаимными расстояниями компонентов ИК-Трапеций, в сторону больших значений не вызывает сомнений.

меньше среднего значения этого распределения для Трапеций с главной звездой спектрального класса O-B. Это хорошо иллюстрируется данными первых двух строк табл.1 и гистограммами, представленными на рис.1.

Аналогичное сравнение нами было выполнено для Трапеций, состоящих из звезд типа Т Тельца и, соответственно, из вспыхивающих звезд. Имея в виду, что стадии Т Тельца в жизни красной карликовой звезды предшествует стадия вспыхивающей звезды (см., например, [4]), можно сказать, что первые из них моложе последних.

Для сравнения были выбраны кратные системы типа Трапеции, состоящие исключительно из звезд типа Т Тельца (Т Тау-Трапеции) и, соответственно, из вспыхивающих звезд (FS-Трапеции), выявленные одним из авторов [5], в

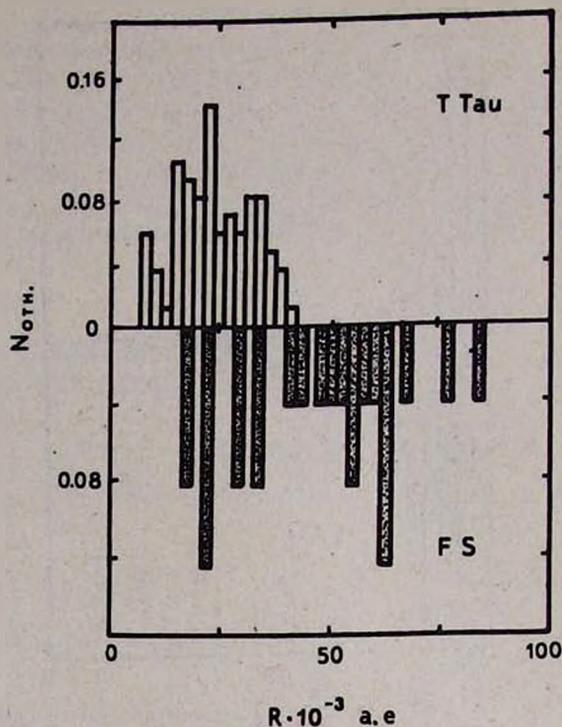


Рис.2. Гистограммы взаимных линейных расстояний компонентов систем типа Трапеции, состоящих из звезд типа Т Тельца, и систем типа Трапеции, состоящих из вспыхивающих звезд (FS). Наблюдается четкое смещение взаимных расстояний компонентов FS-Трапеций по сравнению с взаимными компонентами компонентов Т Тау-Трапеций, в сторону больших значений.

ассоциации Ориона (расстояние 500 пк).

И на этот раз статистический анализ показал, что справедлив: альтернативная гипотеза с уровнем значимости  $\alpha = 0.01$ , то есть среднее значение взаимных линейных расстояний компонентов Т Тау-Трапеций меньше, чем те же значения для FS-Трапеций. Этот вывод иллюстрируется последними строками табл.1. и рис.2.

Таким образом, сравнение размеров Трапеций, состоящих из звезд, находящихся на разных стадиях эволюции, дает нам основание допустить, что средние размеры этих систем увеличиваются с возрастом составляющих звезд. Из этого факта можно, по-видимому, считать также, что среди рассмотренных Трапеций часто встречаются системы, полная энергия которых положительна

(см., например, [5]).

Данные табл. I указывают на следующую эволюционную последовательность Трапеций: IR  $\rightarrow$  O-B, для гигантских звезд, и T Tau  $\rightarrow$  FS для карликов.

Для подтверждения полученного результата представляется весьма желательным повторение в будущем аналогичного сравнения для большого числа кратных звезд типа Трапеции, каждая из которых состоит исключительно из звезд, находящихся на определенной стадии эволюции.

Авторы выражают благодарность профессору Л.В.Мирзояну за постановку задачи и постоянное внимание.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE SIZES OF REAL TRAPEZIUMS

V.V.HAMBARIAN, A.L.MIRZOYAN

The linear distances between components of Trapezium type multiple systems, consisting of objects being in different stages of evolution (IF sources, hot giants, T Tau type and flare stars) are compared. It is shown that their dimensions are different in agreement with their evolution stages.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Сообщ.Бюраканской обсерв., 15,3,1954.
2. А.В.Осканян, Астрофизика, 33,47,1990.
3. А.В.Осканян, Статистический анализ галактических областей НШ и молодые очаги звездообразования в O-ассоциациях, канд. диссертация, Ереван, 1990.
4. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд. Изд.АН Армении, Ереван, 1981, стр.298.
5. В.В.Амбарян, Астрофизика, 28,149,1988.

УДК:524.3-357

## ПОИСК ЗВЕЗД С СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

М.А.ЕРИЦЯН

Поступила 25 февраля 1991  
Принята к печати 15 июля 1991

В работе приводятся результаты поляриметрических наблюдений 74 звезд разных спектральных классов. Были обнаружены 4 звезды с собственной поляризацией. Определены зависимости параметров поляризации от длины волны.

Обнаружение новых звезд с собственной поляризацией излучения и исследование зависимостей поляризации от длины волны и блеска звезд имеют большое значение для понимания физических особенностей излучения этих звезд.

С целью обнаружения собственной поляризации света звезд в 1981-90 гг. в Бюраканской астрофизической обсерватории продолжалась ранее начатая программа поляриметрических наблюдений [1,2]. Часть результатов этих наблюдений опубликована в работе [3]. В настоящем сообщении приводятся результаты поляриметрических наблюдений звезд, выполненных нами за 1988-90гг. Наблюдения велись в фокусе Кассегрена полуметрового телескопа АЗТ-14А с одноканальным электрополяриметром. Методика наблюдений и описание аппаратуры приведены в работе [4]. Наблюдения проводились, в основном, в областях созвездий Змееносца и Геркулеса. Всего наблюдались 74 звезды ярче  $10^m$ . Результаты этих наблюдений показали, что из 74 звезд 26 обладают заметной поляризацией. Список звезд, у которых степень поляризации была больше ошибок измерений ( $\sigma_p \leq 0.5\%$ ), приведены в табл.1.

По данным табл.1 были построены кривые зависимости степени поляризации от длины волны для тех звезд, которые наблюдались, по меньшей мере, в двух полосах спектра.

Рис.1 показывает, что у звезд U Oph, SAO 122224 и 122404 не существует заметной зависимости между  $P$  и  $\lambda$ . Звезда U Oph является затменной переменной (B5V + B5V),  $m_{pg} = 5.85$ , амплитуда изменения блеска которой составляет около  $0.72^m$ .

Как отмечено ранее [3,5], разность поляризации звезды U Oph в U,R лучах ( $P_U - P_R$ ) в зависимости от фазы затмения меняется на 0.6%, причем эта разность обнаруживается во время минимума блеска, т.е. во время полного затмения звезды. Во время наших наблюдений разность  $P_U - P_R$  составляла око-

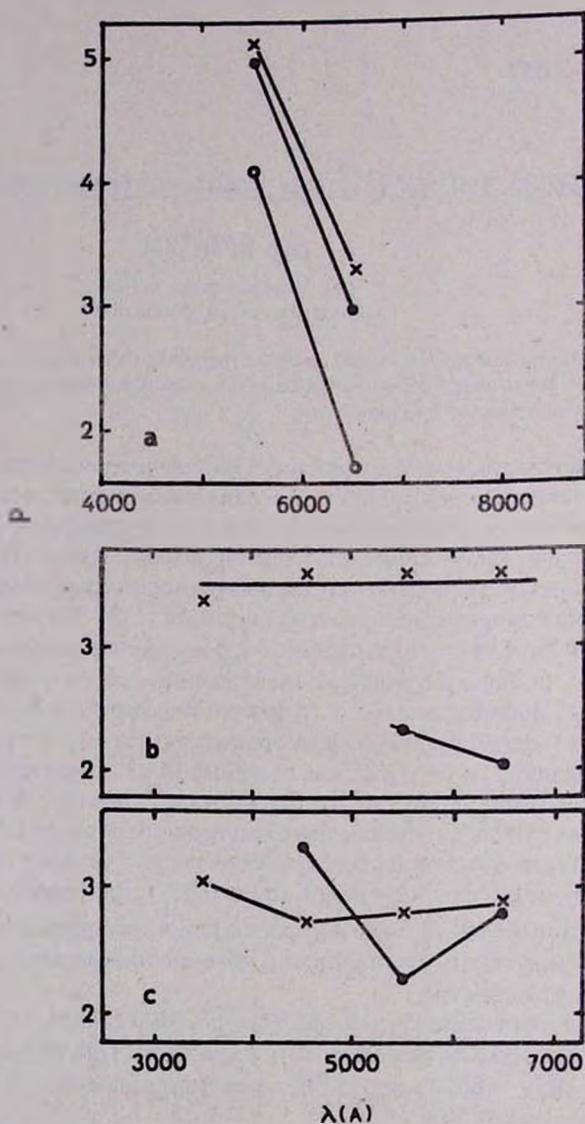


Рис.1. Зависимость степени поляризации  $P$  от длины волны  $\lambda$ . а (° - SAO 122266, x - SAO 122269, o - SAO 122332), б (° - SAO 122404, x - SAO 122224), в (° - SAO 122279, x - U Oph).

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД

	Звезда	$P_U$ %	$\sigma_U^0$	$P_V$ %	$\sigma_V^0$	$P_V$ %	$\sigma_V^0$	$P_R$ %	$\sigma_R^0$	$P_0$ %	$\sigma_0^0$	Sp	Примеч.
1	122279	-	-	3.3	107	2.08	92	2.75	81	-	-	M4	
2	UOph	3.01	89	2.71	91	2.78	94	2.85	94	-	-	B5+B5	
3	122224	3.3	91	3.6	96	3.6	100	3.6	96	-	-	A0	
4	122231	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3	-	F	Зв.фона
5	122263	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3	-	F	
6	122233	-	-	-	-	-	-	-	-	3.2	101	F	
7	122244	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3	-	F	Зв.фона
8	122305	-	-	-	-	-	-	-	-	2.7	96	A	
9	122220	-	-	-	-	-	-	-	-	3.0	101	A	
10	122206	-	-	-	-	-	-	3.4	101	-	-	M	
11	122251	-	-	-	-	-	-	1.5	106	-	-	F2	
12	122254	-	-	-	-	-	-	3.26	115	2.67	96	K	
13	122266	-	-	-	-	5.0	77	3.1	106	-	-	K	
14	122269	-	-	-	-	5.16	125	3.26	96	-	-	K	
15	122331	-	-	-	-	-	-	2.88	77	-	-	M	
16	122332	-	-	-	-	4.17	96	1.67	86	-	-	G	
17	122404	-	-	-	-	2.27	86	2.0	82	-	-	K	
18	RUOph	-	-	-	-	-	-	-	-	1.19	106	M3	
19	122209	-	-	-	-	-	-	2.44	120	-	-	K	
20	122214	-	-	-	-	-	-	1.82	82	-	-	K	
21	V 4380ph	-	-	-	-	-	-	1.7	72	-	-	M0	
22	102684	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3	-	G	Зв. фона
23	102702	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3	-	F	
24	122166	-	-	-	-	-	-	2.1	96	-	-	M	
25	122167	-	-	-	-	-	-	3.44	96	-	-	M	
26	122038	-	-	-	-	-	-	1.54	82	-	-	M	
27	UW Aql	-	-	-	-	-	-	-	-	1.5	144	M1	
28	TU Aql	-	-	-	-	-	-	1.8	110	-	-	M4	
29	105201	-	-	-	-	-	-	1.0	52	-	-	M	
30	128001	-	-	-	-	-	-	1.6	53	1.0	52	M	
31	122285	-	-	-	-	-	-	3.3	101	2.8	101	K	

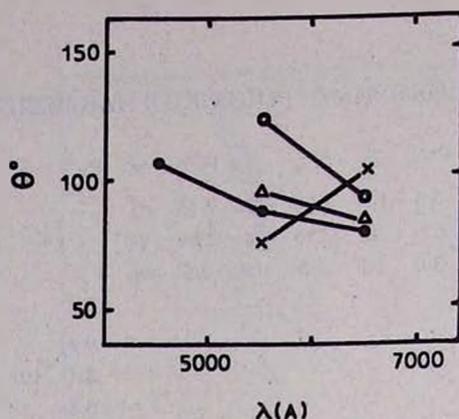


Рис.2. Зависимость направления плоскости поляризации  $\theta$  от длины волны  $\lambda$ .  
 o - SAO 122279, x - SAO 122266, o - SAO 122269, Δ - SAO 122332.

ло 0.4%. Может быть в этот период звезда U Oph не была в полном минимуме.

Из рис.1 также видно, что у звезд SAO 122279, 122266, 122269 и 122332 наблюдается сильная зависимость степени поляризации от длины волны, что является общим свойством для звезд, обладающих собственной поляризацией.

На рис.2 приведена зависимость угла плоскости поляризации ( $\theta$ ) от длины волны для этих четырех звезд. Изменения угла плоскости поляризации с длиной волны для всех звезд во много раз превышают ошибки измерений. Поэтому эти изменения можно считать реальными.

Таблица 2

N	Звезда SAO	P	$\theta$ °	фильтр	$\sigma_p$	$\sigma_\theta$
1	122279	3.30%	107 °	B	0.1%	2 °
		2.08	92	V	0.1	2
		2.75	81	R	0.1	2
2	122266	5.00	77	V	0.2	1
		3.10	106	R	0.2	1
3	122269	5.16	125	V	0.2	1
		3.26	96	R	0.3	1
4	122332	4.17	96	V	0.3	2
		1.67	86	R	0.3	2

Таким образом, исходя из зависимостей  $P$  и  $\theta$  от  $\lambda$ , (рис.1 и 2), можно допустить, что наблюдаемая нами поляризация излучения звезд SAO 122279, 122266, 122269 и 122332 имеет звездное происхождение.

Среди звезд, приведенных в табл.1, есть такие, которые были наблюдаемы в  $R$  - лучах и без светофильтра (в интегральном свете). Небольшая разница поляризаций в этих лучах ( $P=0.5\%$ ,  $0.6\%$ ) наблюдается у звезд SAO 122285 и 122254. Характер поляризации излучений этих двух звезд пока не ясен. Его исследование предполагается провести на основе новых наблюдений.

В порядке исключения вокруг звезд SAO 122233 и V438 Ori наблюдались также звезды фона для подтверждения собственной поляризации у этих звезд. Из табл.1 видно, что степень поляризации звезд фона, окружающих эти звезды, не превышает ошибки измерений ( $\sigma_p \leq 0.3\%$ ), поэтому наблюдаемая поляризация звезд SAO 122233 и V438 Ori, по-видимому, является собственной.

В табл. 1 приведены также данные о 15 звездах, у которых обнаружена значительная поляризация, но по причине их слабости они были наблюдаемы только в  $R$  - лучах или без светофильтра. Поэтому по нашим наблюдениям трудно судить о характере поляризации этих звезд.

Для выяснения этого вопроса следует провести поляризационные наблюдения также окружающих звезд.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## A SEARCH FOR INTRINSIC POLARIZATION OF STARS

M.H.ERITSIAN

The results of polarimetric observations for 74 stars of various spectral types are given. The stellar polarization is found for 4 of them.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р.А.Вардианян, Докт. диссертация, Ереван, 1985 г.
2. Г.В.Абрамян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 61, 1989.
3. Р.А.Вардианян, М.А.Ерицян, Сообщ.Бюраканск.обсерв., 61, 1989г.
4. М.А.Ерицян, С.Е.Нерсисян, Астрофизика, 20, 355, 1984.
5. G.V. Coupe, Specola Vaticana, Ric.Astron., 8, 105, 1970.

УДК 524.5

## НАБЛЮДЕНИЯ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ W80 И Sh119 НА ЧЕТЫРЕХ ЧАСТОТАХ ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Е.А.АБРАМЕНКОВ, В.В.КРЫМКИН

Поступила 5 марта 1991  
Принята к печати 1 апреля 1991

На радиотелескопе УТР-2 проведены наблюдения газовых туманностей W 80 и Sh 119 на четырех частотах в интервале 14.7-25 МГц с разрешением на 25 МГц 28'. Результаты измерений представлены в виде карт распределения радиояркости. Электронная температура в пределах туманностей практически не изменяется и составляет 7100К для W80 и 5200К для Sh119. Объемная плотность нетеплового излучения межзвездной среды, усредненная на луче зрения между наблюдателем и областями III, равна  $19 \text{ K} \cdot \text{пк}^{-1}$  на частоте 25 МГц. Полученные результаты сравниваются с данными других авторов.

*1. Введение.* Протяженная диффузная туманность W80 (Sh117:  $\alpha = 20^{\text{h}}57^{\text{m}}$ ,  $\delta = 44^{\circ}08'$  [1]) в оптическом участке спектра регистрируется в виде двух объектов - NGC 7000 (Северная Америка) и IC 5070 (Пеликан), разделенных широкой пылевой полосой с поглощением  $4...8^{\text{m}}$  [2]. Туманность расположена в Местном галактическом рукаве на расстоянии 1 кпк от Солнца [3] в районе, богатом мощными источниками радиоизлучения и газо-пылевой материей. В радиодиапазоне изображение туманности имеет приблизительно форму круга диаметром 50 пк ( $3^{\circ}$ ). Благодаря большому угловому размеру и высокой поверхностной яркости W80 подробно изучена в оптике [2,4-6], высокочастотном радиоконтинууме [7-10] и рекомбинационных радиолиниях [11-13]. Плотные пылевые образования в направлении W80 изучались в линии молекулы CO [14]. В результате этих работ исследовано распределение вещества в туманности и получены физические параметры газа.

В [15] на основании анализа оптических измерений предполагается значительная неизотермичность W80 с изменением значений электронной температуры для различных направлений в пределах туманности в несколько раз. Такое предположение не находит подтверждения при теоретическом исследовании тепловой структуры областей III [16] и нуждается в проверке.

Газовая туманность Sh119 ( $\alpha = 21^{\text{h}}17^{\text{m}}$ ,  $\delta = 43^{\circ}44'$  [1]) расположена

в  $4^\circ$  к востоку от W80. Она имеет кольцевую форму и, вероятно, сформировалась под воздействием ветра звезды  $O_1$  8 68 Лебеда [17]. Объект находится на расстоянии 870 пк от Солнца [3]. Угловой размер его  $2^\circ.5$ , что соответствует линейной протяженности 40 пк. Sh 119 исследовалась в оптике, сантиметровом и метровом участках радиоконтинуума [18,19], в рекомбинационной линии H 166 $_{\alpha}$  [20]. Рассмотрено возможное проявление туманности в рентгеновском диапазоне [21].

В настоящей работе W80 и Sh119 изучаются в декаметровом диапазоне волн с наиболее высоким пространственным разрешением и чувствительностью. Цель работы - независимое определение физических параметров туманностей и нетеплового галактического фона в направлении объектов.

*2. Наблюдения и обработка.* Наблюдения участка небесной сферы, содержащего туманности, проведены на радиотелескопе УТР-2 [22] на частотах 14.7; 16.7; 20 и 25 МГц. Разрешение на частоте 25 МГц равно  $28'$ . Полученные изофоты приведены на рис.1 - 4 в координатах: прямое восхождение-склонение эпохи 1950.0. Заштрихованные эллипсы соответствуют угловым размерам диаграммы направленности инструмента по мощности на уровне 0.5. Антенные температуры обозначены в тысячах Кельвинов, наклонной прямой линией показана плоскость Галактики.

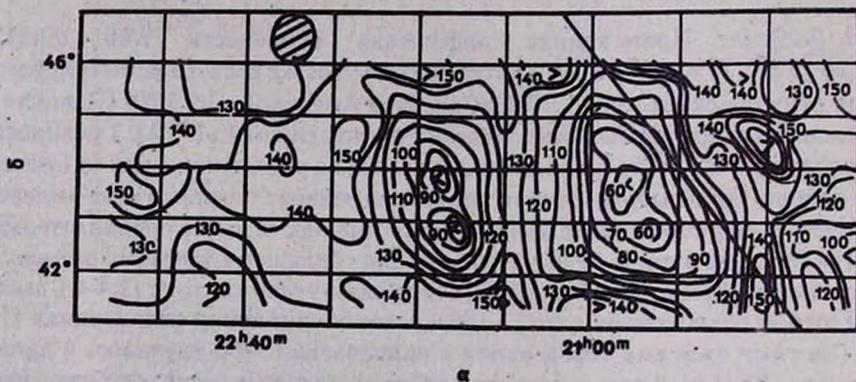


Рис.1. Распределение радиояркости в направлении туманностей W80 и Sh119 в тыс.К на частоте 14.7 МГц.

Туманности в исследуемом диапазоне проявились в поглощении на фоне галактического и метagalacticкого нетеплового радиоизлучения. К западу от W80 распределение яркости подвержено путанице с рядом мощных радио-

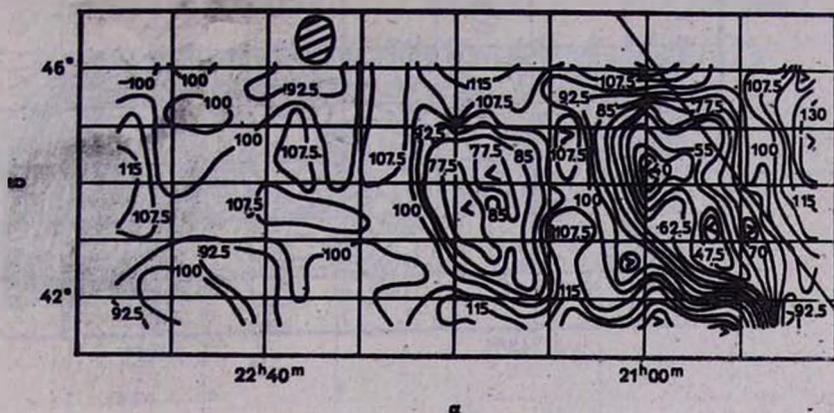


Рис.2. Распределение радиояркости в направлении туманностей W80 и Sh 119 в тыс.К на частоте 16.7 МГц.

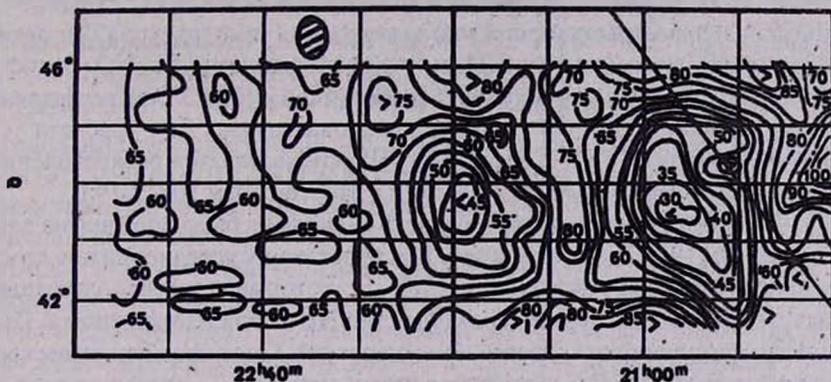


Рис.3. Распределение радиояркости в направлении туманностей W80 и Sh 119 в тыс.К на частоте 20 МГц.

источников. Однако радиоизображения самих туманностей получены достаточно надежно, что, в частности, видно при сравнении распределений яркости на различных частотах. Обе туманности на рабочих частотах УТР-2 несколько вытянуты вдоль галактического экватора. Такая же картина наблюдается и в оптике.

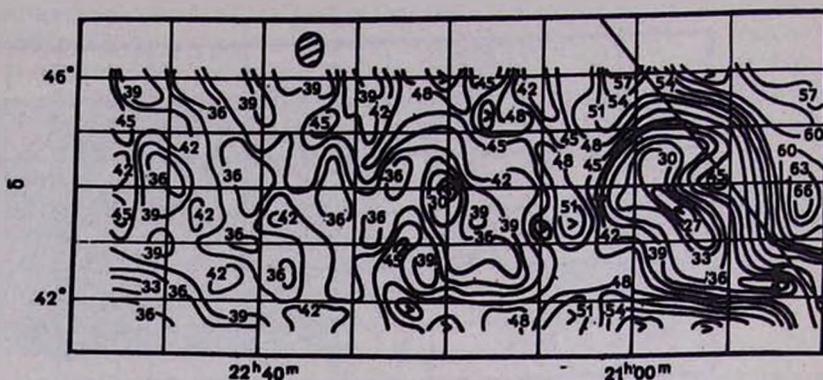


Рис. 4. Распределение радиояркости в направлении туманностей W80 и Sh119 в тыс.К на частоте 25 МГц.

Из анализа радиоизотоп определены интенсивность нетеплового галактического фона на луче зрения между наблюдателем и областями НII ( $\eta$ ) и физические параметры туманностей: электронная температура ( $T_e$ ), оптическая толщина ( $\tau$ ), мера эмиссии (EM) и электронная плотность ( $N_e$ ). Расчет проведен в соответствии с методикой, разработанной в [22,23] для исследования газовых туманностей на низких радиочастотах. Для расчета степени экранировки луча УТР-2 областями НII использовались распределения яркости, измеренные на частоте 1400 МГц с разрешением  $10'$  [7,19].

Яркостная температура переднего радиофона была определена для W80 в 17 и для Sh119-в 7 направлениях. В результате их усреднения для каждой туманности получены значения  $\eta$  (табл.1), которые затем использовались при расчете физических параметров областей НII в этих направлениях. Полученные распределения электронных температур в Кельвинах показаны крестиками на рис.5. Усредненные по этим данным значения  $T_e$  указаны в табл.1. Здесь же приведены оптические толщины, меры эмиссии и электронные концентрации газа. Для W80 они усреднены по пяти направлениям, ориентированным на центральные районы туманности.

**3. Обсуждение результатов.** Из табл.1 видно, что объемные плотности радиофона для W80 и Sh119 практически совпадают. Это следовало ожидать, так как газовые туманности находятся приблизительно на одинаковом удалении от Солнца и отстоят на небольшом угловом расстоянии друг от друга-около  $4^\circ$ . Совпадение результатов свидетельствует о надежности оценок, найденных

Таблица 1

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ W80 И Sh119 И ОБЪЕМНАЯ ПЛОТНОСТЬ ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОФОНА

Объект	$\nu$ , МГц	$\eta$ , $K \cdot \text{пк}^{-1}$	$T_e$ , K	$\tau$ (25 МГц)	$EM, \text{пк} \cdot \text{см}^{-6}$	$N_e, \text{см}^{-3}$
W 80	14.7	$66 \pm 8$	$7100 \pm 500$	6.5	5400	10
	16.7	$49 \pm 6$				
	20	$32 \pm 3$				
	25	$18.5 \pm 2$				
Sh 119	14.7	$68 \pm 9$	$5200 \pm 900$	0.9	500	3.5
	16.7	$50 \pm 7$				
	20	$33 \pm 4$				
	25	$19 \pm 2.5$				

по измерению поглощения в областях НII на низких радиочастотах. Заметим, что величина  $\eta$  в направлении этих объектов получена впервые.

W80. На рис.5, наряду с нашими результатами (крестики), приведены значения электронной температуры, полученные в [11] (кружочки) по измерению радиолинии  $H 166_{\alpha}$  с пространственным разрешением  $32'$ . Распределение температуры по диску W80 оказалось довольно однородным и приблизительно равным  $8000 K$  в большей части туманности. Точки с более низкими температурами, приблизительно на  $2000K$ , сосредоточены в зоне, ограниченной штриховой линией. Это следует как из наших данных, так и из результатов [11], что подтверждает реальность такого распределения  $T_e$ . Отметим, что в декаметровом диапазоне оптическая толщина W80 составляет несколько единиц (табл.1). Следовательно, электронная температура, полученная в настоящей работе, обусловлена в основном периферийными слоями туманности. В этом случае совпадение с результатами [11] свидетельствует также о незначительном изменении  $T_e$  вдоль луча зрения для различных направлений, поскольку в линии  $H 166_{\alpha}$  туманность практически прозрачна.

Электронные температуры, полученные для W80 другими авторами из измерений оптических и радиолиний, а также средняя  $T_e$  по данным [11] приведены в табл.2. Результаты, найденные по наблюдениям радиолиний, указаны в предположении локального термодинамического равновесия. Учет отклонения от состояния ЛТР, по-видимому, увеличит значения  $T_e$  [12,13] на 20-30% [11,13].

Таблица 2

## ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА W 80

Линии	$T_e, K$	Литература
$N_{\alpha}, [N II]$	7500	[5]
$N_{\alpha}, [N II]$	5300	[4]
$N_{\alpha}, [N II]$	$5500 \pm 600$ <sup>а)</sup>	[6]
$N_{\alpha}, [N II]$	14000 <sup>б)</sup>	[15]
$H 166_{\alpha}$	6900 <sup>в)</sup>	[11]
$H 252_{\alpha}$	$5500 \pm 2700$	[13]
$H 257_{\alpha}$	$5800^{+2000}_{-1200}$	[12]

а) Среднее по двум направлениям.

б) Значение относится к ионизационным фронтам.

в) Среднее по девяти направлениям.

Как отмечалось выше, в работе [15] предполагалась значительная неизотермичность W80. Такой вывод был сделан на основании сравнения результатов работ [6] и [15], приведенных в табл.2. Анализ данных таблицы, а также результаты настоящей работы свидетельствуют скорее об исключительности

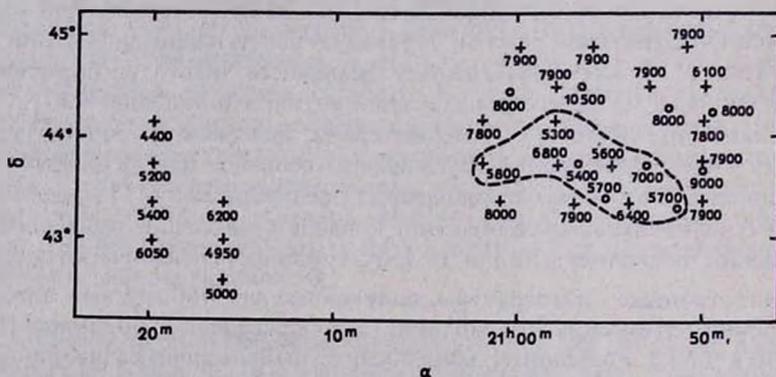


Рис.5. Распределение электронных температур в Кельвинах в W80 и Sh119. Крестики - результаты настоящей работы, кружочки-данные работы [11].

значения 1400 К [15], тем более, что эта величина относится не к диффузной части туманности, а к двум ярким ринам на границе ионизованного газа и пылевой материи. Различия между остальными величинами табл.2 незначительны. Исходя из этого, можно сделать вывод, что заметных вариаций электронной температуры в W80 нет.

Sh 119. Как следует из рис.5,  $T_e$  в пределах туманности распределена довольно однородно со средним значением 5200 К (табл.1). Электронная температура Sh 119 до настоящего времени была определена лишь в одной работе из измерений в радиолнии H 166  $\alpha$  [20]. При условии ЛТР, которое в соответствии с [11] выполняется для данного перехода, температура туманности оказалась равной 4750 К. Из-за небольшой оптической толщины на частоте 25 МГц (табл.1) туманность в декаметровом диапазоне в значительной степени прозрачна для излучения. Такая же ситуация имеет место и для излучения в линии H 166  $\alpha$ . Поэтому температуры, полученные в [20] и в настоящей работе, характеризуют приблизительно одни и те же объемы, а совпадение значений свидетельствует о надежности оценки.

В формировании оболочки кольцевой туманности существенную роль играет сгребенное звездным ветром межзвездное вещество. У протяженных туманностей вокруг O $\gamma$ -звезд вещество, сброшенное звездой, составляет незначительную часть массы оболочки. В этом плане кольцевые туманности сходны со старыми остатками вспышек сверхновых звезд (ОСН), оболочки которых также образованы сгребенным межзвездным газом. В силу этого можно предположить, что часть излучения области III имеет нетепловую природу и обусловлена усилением межзвездного магнитного поля в оболочке из-за вмороженности силовых линий в проводящий межзвездный газ. В случае Sh 119 это подтверждается результатами работы [24], в которой получено, что напряженность магнитного поля в туманности ( $20 \pm 5$  мкГс) почти на порядок превосходит значение, характерное для межзвездной среды (2...3 мкГс). Такой механизм излучения был предложен ван дер Лааном применительно к старым ОСН [25]. И хотя оказалось, что он обеспечивает лишь незначительную часть общего излучения ОСН [25,26], у кольцевых туманностей его вклад может оказаться основным при генерации нетеплового радиоизлучения. Представляется возможным вопрос о реализации механизма ван дер Лаана в кольцевых туманностях, поскольку он связан с рядом фундаментальных физических процессов, происходящих в межзвездной среде [26].

Используя расчетные формулы [25] и геометрические размеры оболочки из Паломарского атласа, можно оценить интенсивность ожидаемого нетеплового излучения Sh 119. Учет этого излучения при обработке результатов наших наблюдений снизит расчетное значение электронной температуры туманности на величину  $\leq 2000$  К по сравнению со значением, приведенным в табл.1. При определении  $T_e$  из измерений рекомбинационных радиолний указанный эффект практически не проявится, и поэтому различие электронных температур, полученных в декаметровом диапазоне и на высоких частотах, может сви-

детельствовать о наличии нетеплового компонента в радиоизлучении туманности. Для Sh119 полученная нами электронная температура (табл.1) на  $\sim 500$  К превышает значение, найденное из измерений в радиолнии H 166 $\alpha$  [20]. Это может служить аргументом в пользу наличия нетеплового компонента в Sh119. Для более определенных выводов необходимы дальнейшие исследования этого класса объектов в широком диапазоне длин волн.

Радионастрономический институт АН Украины

## OBSERVATIONS OF THE GASEOUS NEBULAE W80 AND Sh119 AT FOUR FREQUENCIES OF DECAMETRIC WAVEBAND

E.A.ABRAMENKOV, V.V.KRYMKIN

Observations of the gaseous nebulae W80 and Sh119 were carried out with the radio telescope UTR-2 at four frequencies between 14.7 and 25 MHz with the resolution at 25 MHz 28'. The measurements results are presented in the form of brightness distribution maps. The electron temperature is nearly constant within the nebulae and equal to 7100 K for W80 and 5200 K for Sh119. The volume density of the non-thermal emission in the interstellar medium averaged on the line of sight between the observer and the HII regions is equal to  $19 \text{ K} \cdot \text{pc}^{-1}$  at 25 MHz. Comparison of the results with the data of other authors has been made.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.Marsalkova, *Astrophys. and Space Sci.*, 27,3,1974
2. C.Gandis, P.G.Johnson, *Astron. and Astrophys.*, 63, 259, 1978.
3. С.В.Асединова, Г.И.Кондратенко, Науч.инф., Астрои. соп. АН СССР, 56, 59, 1984.
4. G.Courtes, R.Louise, G.Monnet, *Astron. and Astrophys.*, 3, 222, 1969.
5. P.Frukal, *Astrophys. and Space Sci.*, 5, 469,1969.
6. R.Louise, G.Monnet, *Astron. and Astrophys.*, 1, 153, 1968.
7. M.Felli, F.Churchwell, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 5, 369, 1972.
8. H.J.Wendker, *Astrophys.*, 68, 368, 1968.
9. H.E.Matthews, W.W.Goss, *Astron. and Astrophys.*, 88, 267, 1980.
10. H.J.Wendker, D.Behz, J.Baars, *Astron. and Astrophys.*, 124, 116, 1983.
11. A.Pedlar, H.E.Matthews, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 165, 381, 1973.
12. K.J.Gordon, C.P.Gordon, F.J.Lockman, *Astropys. J.*, 192, 337, 1974.
13. H.Penfield, P.Palmer, B.Zuckerman, *Astrophys. J.*, 147, 1.25, 1967.

14. S.A.Milman, *Astrophys. J.*, 202, 673, 1975.
15. R.Louise, *Astron. and Astrophys.*, 5, 35, 1970.
16. C.L.Sarazin, *Astrophys. J.*, 211, 772, 1977.
17. Т.А.Лозинская, А.И.Ломовский, Письма в Астрон.ж., 8,224, 1982.
18. В.Ф.Есипов, А.Ю.Клементьева, А.В.Коваленко, Астрон.ж., 59, 965, 1982.
19. H.J.Wendker, *Astron. and Astrophys.*, 13, 65, 1971.
20. A.Pedlar, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 179, 1980.
21. Н.Г.Бочкарев, Т.А.Лозинская, Астрон.ж., 62, 103, 1985.
22. V.V.Krumkin, *Astrophys. and Space Sci.*, 54, 187, 1978.
23. V.V.Krumkin, *Astrophys. and Space Sci.*, 58, 347, 1978.
24. C.Heiles, Y.H.Chiu, T.H.Troland, *Astrophys.J.*, 247, L77, 1981.
25. H.van der Laan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 124, 125, 1962.
26. И.С.Шкловский, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1976.

УДК:524.45:520.84

## СПЕКТРАЛЬНОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛОЧКОВАТОЙ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 1006

А.Р.ПЕТРОСЯН, К.А.СААКЯН, В.О.ЧАВУШЯН, Ф.БЕРНГЕН

Поступила 24 июня 1991

Принята к печати 10 августа 1991

Приведены результаты детального спектрофотометрического, *UBVR* фотометрического и морфологического исследований галактики Маркарян 1006. Наблюдательный материал был получен на 6-м телескопе САО АН СССР, 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории Армении и на 2-м телескопе Таутенбургской обсерватории Германии. Показано, что Маркарян 1006 является клочковатой иррегулярной галактикой, в которой отождествлены шесть сгущений. Сгущения галактики имеют аналогичные со сгущениями других клочковатых галактик свойства. По сравнению с III-областями нормальных иррегулярных галактик, они не только имеют большие размеры и массы, высокие светимости в эмиссионных линиях и в континууме, но также для них характерен более высокий темп звездообразования, что обусловлено недавней вспышкой звездообразования.

*Введение.* В ходе Первого Бюраканского спектрального обзора неба были открыты около 1500 галактик с ультрафиолетовым избытком [1]. Дальнейшее многопрофильное исследование обнаруженных объектов позволило выделить несколько классов пекулярных галактик. Один из них — это немногочисленный класс клочковатых иррегулярных (Clumpy Irregular) галактик.

Согласно Касини и Айдману [2] клочковатые иррегулярные — это класс иррегулярных галактик с ультрафиолетовой эмиссией и клочковатой морфологической структурой. Эти объекты имеют более высокие светимости, большие размеры и большую внутреннюю дисперсию скоростей, чем классические иррегулярные. Было высказано предположение, что эти галактики наблюдаются в стадии фрагментации в большие ячейки, в которых идет бурный процесс звездообразования [3,4].

В ходе прямых наблюдений галактик Маркарян в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории нами были обнаружены несколько объектов, которые можно отнести к классу клочковатых иррегулярных (Ic) галактик. Одной из таких является галактика Марк 1006.

Марк 1006 (ZW522.022), KUG 0143+345, которая была открыта и в ходе

многоцветного обзора неба Кисо [5], одна из малоизученных УФ-галактик. Только в [6] дано значение ее лучевой скорости.

В настоящей работе приведены результаты морфологического, фотометрического и спектрофотометрического исследований Марк 1006. В работе принимается, что  $H_0=75$  км/с на Мпк.

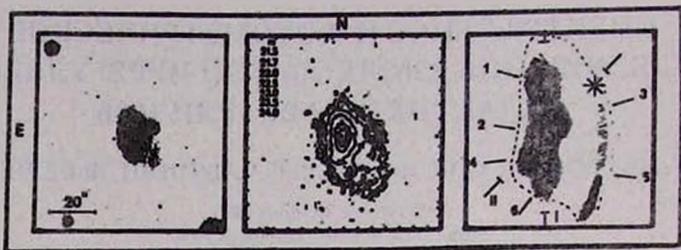


Рис. 1а. Прямой снимок галактики Марк 1006, б. Картина изофот галактики. В левом верхнем углу приведены градации изофот в единицах зв.величин/кв.сек; в. Схематический рисунок галактики. Через I и II показано положение щели спектрографа. Отмечены исследуемые сгущения. Звездочкой отмечена звезда галактического фона.

**2. Наблюдательный материал и обработка.** Крупномасштабный прямой снимок галактики Марк 1006 получен на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории 3.09.1978г. на пластинке Zi-2 без фильтра, с экспозицией 30 минут. При наблюдениях изображения звезд  $\sim 3''$ . Снимок галактики воспроизведен на рис.1а. На основе этого снимка построена карта изофот галактики в звездных величинах с кв.секунды. Она приведена на рис.1б.

Для проведения детальной многоцветной поверхностной фотометрии Марк1006 в фокусе Шмидта Таутенбургского двухметрового телескопа были получены шесть пластинок: по два снимка в цветах *U* и *B* получены на пластинках Zi-21 через светофильтры UG2 и GG13 соответственно. Один снимок в цвете *V* получен на пластинке Кодак 103 - aD через светофильтр GG11 и еще один снимок в цвете *R* на пластинке Кодак 103-aE через светофильтр RG1. Выбранные комбинации пластинок и фильтров обеспечивают *UBVR*-систему, близкую к международной. Все пластинки измерены на микроденситометре PDS-1010A с диафрагмой  $25 \times 25$  мкм, с шагом 25 мкм и обработаны на ЭВМ СМ4 Бюраканской обсерватории.

Характеристические кривые в цвете построены с помощью калибровочных непрерывных шкалок, отпечатанных на каждой пластинке. Нуль-пункты характеристических кривых установлены по данным электрофотометриче-

ских *UBVR* - наблюдений, отождествленных на тех же пластинках галактик NGC 679 и NGC 736 с разными диафрагмами [7]. Сравнение электрофотометрических и наших измерений для одних и тех же областей галактик NGC 679 и NGC 736 указывает на расхождение в данных в среднем на  $0^m.18$  величины.

Спектры Маркарян 1006 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР 11 и 12 октября 1982 г., со спектрографом СП-160 и ЭОП УМК-91В. Использовалась дисперсия  $\sim 65 \text{ \AA / мм}$  (разрешение  $\sim 6\text{\AA}$ ). Масштаб перпендикулярно дисперсии составлял  $\sim 17''$  на мм, изображения во время наблюдений -  $1''.5 - 2''$ , ширина щели спектрографа -  $0.15 \text{ мм}$  ( $1''.3$ ). Галактика наблюдалась при двух положениях щели спектрографа, которые указаны на схематическом рисунке Марк 1006 (рис.1с). Там же отмечены изученные сгущения в галактике.

Данные о спектральных наблюдениях приведены в табл.1. В качестве звезд сравнения служили 34 Фейджа и HZ 15 [8]. Регистрация спектров проводилась на микроденситометре PDS-1010А Бюраканской обсерватории с диафрагмой  $25 \times 200 \text{ мкм}$ .

Таблица 1

#### ДАННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ МАРКАРЯН 1006 НА БТА

Положение щели	Экспозиция (мин)	Спектральный диапазон (А)
I	11	5700 - 7200
	30	5700 - 7200
	20	4600 - 6100
	20	3600 - 5100
	20	3600 - 5100
II	30	5700 - 7200
	30	5700 - 7200
	15	4600 - 6100
	15	4600 - 6100
	20	3600 - 5100
	20	3600 - 5100

**3. Результаты.** Воспроизведенные на рис. 1а, в, с прямой снимок, картина изофот и схематический рисунок Маркарян 1006 дают представление о морфологической структуре галактики. Она является галактикой с пекулярной морфологической структурой. В общей, по внешним изофотам почти симметричной, оболочке асимметрично расположено главное тело галактики. На высоком фоне главного тела галактики выделяются два, приблизительно

одинаковой яркости, диффузных сгущения (СГ1 и СГ2). От южного сгущения на запад выходит четко отождествленный на спектрах и обозначенный как СГ3 выступ. С южной стороны к главному телу галактики примыкает относительно слабая конденсация (СГ4). Еще южнее изолированно расположены еще два почти одинаковой яркости компактные сгущения (СГ5 и СГ6), которые диффузным мостиком соединены с главным телом галактики. В западной части объекта на общем слабом фоне выделяется продолговатое образование, которое имеет повышенную яркость на южном краю. Последние детали в галактике также отмечены в [5]. В табл.2 приведены некоторые результаты поверхностной *UBVR*-фотометрии Марк 1006. Оценены интегральные *B* величины и цвета всех отождествленных сгущений в галактике. Отметим, что звездные величины определены для областей, размеры которых также приведены в табл.2.

Основной целью спектральных наблюдений Марк 1006 было получение информации о природе ее сгущений. При первом положении щели спектрографа (рис.1с) в нее попадали СГ 1, 2, 5 и 6.

Таблица 2

### НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СГУЩЕНИЙ МАРК 1006

Сгущение	<i>B</i>	<i>U - B</i>	<i>B - V</i>	<i>V - R</i>	$V_0 \pm \alpha_0$ (км/с)	<i>M<sub>B</sub></i>	Размеры (угл. с, клк)	
СГ1	17 <sup>m</sup> .4	-0 <sup>m</sup> .2	0 <sup>m</sup> .5	0 <sup>m</sup> .7	5850±26	-17 <sup>m</sup> .1	4.4	1.7
СГ2	17.8	-0.3	0.5	0.7	5824±47	-16.6	3.9	1.5
СГ3	21 <sup>o</sup> .0	-0.2	0.6	0.7	5830±45	-13.4	2.0	0.8
СГ4	19.8	-0.6	0.3	0.6	5755±53	-14.6	3.0	1.1
СГ5	20.4	-0.4	0.4	0.6	5815±28	-14.0	2.5	0.9
СГ6	20.7	-0.4	0.5	0.7	5780±23	-13.7	2.5	0.9

Так как СГ1 и СГ2 в главном теле галактики расположены близко друг к другу (~ 4'') и заключены в общую диффузную оболочку, то их спектры на общем фоне непрерывного спектра галактики выделяется не совсем четко. Разделение в эмиссионных линиях значимо. Так как СГ5 и СГ6 расположены еще ближе друг к другу (3''), то их разделение по непрерывным спектрам также затруднено. Но эти сгущения довольно легко разделяются по эмиссионным линиям.

Непрерывные спектры всех четырех сгущений довольно сильные и распространяются далеко в коротковолновую область. У СГ1 и СГ2 отождествлены эмиссионные линии [SII]  $\lambda \lambda$  6731/17, [NII]  $\lambda \lambda$  6584/48, H $_{\alpha}$  [OIII]  $\lambda \lambda$  5007 и

4959,  $H_{\beta}$  и [OII]  $\lambda$  3727. Видны следы эмиссионных линий  $H_{\gamma}$  с компонентом в поглощении. У СГ2 заметна очень слабая эмиссионная линия [OI]  $\lambda$  6300. В спектрах СГ5 и СГ6 наблюдаются эмиссионные линии [SII]  $\lambda$   $\lambda$  6731/17, [NII]  $\lambda$   $\lambda$  6584/48,  $H_{\alpha}$ , [OIII]  $\lambda$   $\lambda$  5007 и 4959,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\delta}$  и [OII]  $\lambda$  3727. Отметим, что отождествленные сильные эмиссионные линии наблюдаются вдоль высоты щели спектрографа во всем теле галактики.

При втором положении щели спектрографа (рис. 1с) в нее попадали СГ2, СГ3 и СГ4.

СГ4 по непрерывному спектру четко отличается от СГ2. В обоих спектрах распределение энергии одинаковое. Наблюдаются также одинаковые эмиссионные линии.

Как отмечалось, СГ3 отождествлен как выступ от СГ2. Он по непрерывному спектру от общего фона галактики не отличается. В его спектре четко наблюдаются все те же эмиссионные линии, что и в спектре СГ2. Отметим, что область галактики, лежащая между сгущениями 2 и 3, излучает во всех отождествленных эмиссионных линиях.

По всем отождествленным эмиссионным линиям измерены лучевые скорости всех шести сгущений. Их исправленные за вращение Солнца вокруг центра Галактики значения лучевых скоростей приведены в табл. 2.

Рассматривая сгущения Марк 1006 как изолированные образования и используя значения их лучевых скоростей из табл. 2, мы оценили вириальную общую массу галактики. Она оказалась порядка  $1.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Учитывая, что интегральная  $B$ -величина галактики равна  $15^m.1$ , для отношения вириальной массы к  $B$ -светимости галактики получаем значение  $0.2 M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Все отождествленные спектральные линии в спектрах сгущений Марк 1006 фотометрированы. Для тех эмиссионных линий, которые измерены на трех и более спектрах, оценены стандартные ошибки измерений. Для остальных погрешность в определении интенсивности линий составляет не более 15% для  $I(\lambda) \geq I(H_{\beta})$  и 30% для  $I(\lambda) < I(H_{\beta})$ .

Наблюденные ( $F(\lambda)/F(H_{\beta})$ ) и исправленные за поглощение, согласно [9], ( $I(\lambda)/I(H_{\beta})$ ) значения относительных интенсивностей эмиссионных линий, с ошибками измерений, для сгущений Марк 1006 приведены в табл. 3. В последних двух строках таблицы даны значения эквивалентных ширинок эмиссионной линии  $H_{\beta}$  со стандартной ошибкой измерения и параметра  $E(B-V)$  для них.

Значения относительных интенсивностей  $I([OIII] \lambda 5007)/I(H_{\beta})$  и  $I([NII] \lambda 6584)/I(H_{\alpha})$  в спектрах всех сгущений Марк 1006 характерны для NII - областей, в которых излучение в линиях обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением горячих O - В - звезд [10]. Для всех шести сгущений температура ионизирующих звезд ( $T_*$ ) должна быть порядка  $3.5 \times 10^4$  K [11], т.е. ионизация газа в них обусловлена преимущественно звездами спек-

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ  
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ, ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН И  
ПАРАМЕТРА  $E (B-V)$  В СГУЩЕНИЯХ МАРК 1006

	СГ1		СГ2		СГ3		СГ4		СГ5		СГ6	
	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$
	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$	$F(H\beta)$	$I(H\beta)$
[SII] $\lambda$ 6731	0.74	0.48	0.51	0.41	0.47	0.36	0.45	0.30	0.66	0.45	0.33	0.25
$\sigma$	-	-	$\pm 0.16$	$\pm 0.13$	-	-	-	-	-	-	-	-
[SII] $\lambda$ 6717	1.17	0.76	0.72	0.57	0.65	0.51	0.66	0.47	0.77	0.52	0.59	0.44
$\sigma$	-	-	$\pm 0.17$	$\pm 0.14$	-	-	-	-	-	-	-	-
[NII] $\lambda$ 6584	0.57	0.38	0.51	0.41	0.35	0.28	0.73	0.50	0.43	0.30	0.39	0.30
$\sigma$	$\pm 0.06$	$\pm 0.06$	$\pm 0.11$	$\pm 0.09$	-	-	-	-	$\pm 0.10$	$\pm 0.09$	$\pm 0.02$	$\pm 0.02$
$H_{\alpha}$	4.21	2.82	3.45	2.82	3.54	2.82	4.08	2.82	4.03	2.82	3.62	2.82
$\sigma$	$\pm 0.47$	$\pm 0.44$	$\pm 0.17$	$\pm 0.20$	$\pm 0.75$	$\pm 0.84$	-	-	$\pm 0.64$	$\pm 0.68$	$\pm 0.18$	$\pm 0.20$
[NII] $\lambda$ 6548	-	0.13 <sup>*</sup>	0.18	0.15	-	0.10 <sup>*</sup>	0.22	0.16	-	0.10 <sup>*</sup>	-	0.10 <sup>*</sup>
[OIII] $\lambda$ 5007	1.71	1.63	2.30	2.24	1.98	1.93	2.75	2.65	2.30	2.22	2.39	2.30
$\sigma$	-	-	$\pm 0.23$	$\pm 0.23$	-	-	-	-	$\pm 0.29$	$\pm 0.24$	$\pm 0.17$	$\pm 0.17$
[OIII] $\lambda$ 4959	0.58	0.56	0.69	0.68	0.63	0.62	0.99	0.96	0.62	0.60	0.83	0.82
$\sigma$	-	-	$\pm 0.17$	$\pm 0.17$	-	-	-	-	$\pm 0.07$	$\pm 0.07$	$\pm 0.01$	$\pm 0.01$
$H_{\beta}$	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
$H_{\gamma}$	-	-	0.27	0.30	0.36	0.40	0.43	0.51	0.21	0.25	0.33	0.37
$H_{\delta}$	-	-	0.13	0.15	0.13	0.15	0.13	0.17	0.11	0.14	0.21	0.29
[OIII] $\lambda$ 3727	216	3.49	3.17	4.03	2.40	3.16	2.96	4.65	2.62	4.04	2.46	3.30
$\sigma$	-	-	$\pm 0.50$	$\pm 0.64$	-	-	-	-	-	-	-	-

$W(H_{\beta})$	11.2	4.1	10.5	17.7	14.7	20.6
$\sigma$	$\pm 1.6$	$\pm 1.3$	$\pm 0.8$	$\pm 1.0$	$\pm 1.2$	$\pm 1.5$
$E (B-V)$	0.36	0.18	0.20	0.33	0.32	0.22

\* Интенсивность линии [NII]  $\lambda$  6548 принята равной  $1/3 I ([NII] \lambda 6584)$ .

тральных классов В0-О9 [12].

Из-за отсутствия в спектрах сгущений авроральных линий, непосредственное определение электронных температур невозможно. Для всех сгущений

электронные температуры оценены по эмпирическим зависимостям, приведенным в работах [13-15]. Усредненные по этим определениям и использованные для дальнейших расчетов значения  $T_e$  для сгущений Марк 1006 приведены в табл.4. Там же по [16] приведены значения электронных плотностей.

По приведенным значениям  $T_e$  и  $n_e$  и по относительным интенсивностям эмиссионных линий (см. табл. 4) произведен расчет содержания кислорода и азота в сгущениях [17]. Вычисленные значения  $12+\lg(O/H)$  и  $12+\lg(N/H)$  приведены в табл.4. Для всех сгущений в табл.4 приведены также содержания кислорода и азота, вычисленные по эмпирическим зависимостям, выведенным для НII - областей гигантских иррегулярных галактик [18].

Таблица 4

### ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА И ПЛОТНОСТЬ, СОДЕРЖАНИЕ ВОДОРОДА И АЗОТА В СГУЩЕНИЯХ МАРК 1006

	СГ1	СГ2	СГ3	СГ4	СГ5	СГ6
$T_e$	8340±170	8930±470	8570±160	9500±500	8960±250	9000±100
$n_e$	50	160	50	45	290	50
12+lg(O/H)	8.59	8.53	8.52	8.49	8.51	8.47
12+lg(N/H)	7.14	7.13	7.01	7.15	6.99	7.01
12+lg(O/H) по [18]	8.54	8.50	8.54	8.45	8.50	8.51
12+lg(N/H) по [18]	7.18	7.20	7.10	7.25	7.12	7.12

В ходе поверхностной фотометрии Марк 1006 оценены интегральные  $B$ -величины тех областей сгущений галактики, для которых имеются электрофотометрические данные. Используя значения эквивалентных ширин линии  $H_\beta$  по методике Туана и Мартина [19], оценены исправленные за поглощение значения абсолютных потоков в линии  $H_\beta$  ( $F(H_\beta)$ ) для всех отождествленных сгущений галактики. Зная  $F(H_\beta)$ , можно вычислить абсолютные светимости -  $L(H_\beta)$  в линии  $H_\beta$ , эффективные объемы  $V$  (эфф), массы излучающего газа  $M(HII)$ , а также факторы скважности ( $\alpha$ ): количество лаймановских квантов  $N(LyC)$  по [20] и по [12] количество звезд типа O9, способных излучать такое количество лаймановских квантов  $N(O9)$ . Значения этих физических характеристик, вычисленные для всех шести сгущений Марк 1006, приведены в табл.5. В таблице даны также оценки темпа звездообразования (все звезды с массами от 0.1 до 100  $M_\odot$ ) в исследуемых сгущениях согласно [21], приведенные на единицу линейной площади ( $\lg M_{пл.}$ ), и све-

тимости ( $\lg \mathcal{M}_{\text{свет.}}$ ).

4. *Обсуждение.* Марк. 1006 по светимости ( $M_B = -19.{}^m3$ ), размерам ( $9 \times 16$  пк) и морфологической структуре является иррегулярной галактикой. Наличие ультрафиолетового избытка в излучении, клочковатая структура, сравнительно высокая светимость и большие размеры сгущений позволяют классифицировать ее как клочковатую иррегулярную (Ic) галактику [2].

Таблица 5

### НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СГУЩЕНИЙ МАРК 1006

	СГ1	СГ2	СГ3	СГ4	СГ5	СГ6
$F(H\beta)$ (эрг/с на см <sup>2</sup> )	$2.2 \cdot 10^{-14}$	$3.0 \cdot 10^{-15}$	$4.3 \cdot 10^{-16}$	$3.5 \cdot 10^{-15}$	$1.6 \cdot 10^{-15}$	$1.2 \cdot 10^{-15}$
$L(H\beta)$ (эрг/с)	$1.6 \cdot 10^{40}$	$2.2 \cdot 10^{39}$	$3.1 \cdot 10^{38}$	$2.5 \cdot 10^{39}$	$1.2 \cdot 10^{39}$	$8.7 \cdot 10^{38}$
$V$ (эфф) (см <sup>3</sup> )	$4.8 \cdot 10^{61}$	$6.9 \cdot 10^{59}$	$1.0 \cdot 10^{59}$	$9.7 \cdot 10^{60}$	$1.1 \cdot 10^{59}$	$2.7 \cdot 10^{60}$
$\mathcal{M}$ (HII) ( $\mathcal{M}_{\odot}$ )	$2.0 \cdot 10^6$	$9.2 \cdot 10^4$	$4.2 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^5$
$\alpha$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$
$N(Lyc)$ (с <sup>-1</sup> )	$3.2 \cdot 10^{52}$	$4.4 \cdot 10^{51}$	$6.2 \cdot 10^{50}$	$5.0 \cdot 10^{51}$	$2.4 \cdot 10^{51}$	$1.7 \cdot 10^{51}$
$N(O\text{II})$	15094	2075	292	2358	1132	802
$\lg \mathcal{M}_{\text{пл}} (\mathcal{M}_{\odot}/\text{год на пк})$	-6.85	-7.60	-7.92	-7.28	-7.42	-7.57
$\lg \mathcal{M}_{\text{свет}} (\mathcal{M}_{\odot}/\text{год на } L_{\odot})$	-8.24	-8.90	-8.47	-8.04	-8.12	-8.14

Приведем сравнительный анализ физических характеристик Марк 1006 и ее сгущений с характеристиками нормальных и Ic иррегулярных галактик.

Как среди нормальных, так и Ic иррегулярных галактик наблюдаются объекты с одинаковой с Марк 1006 светимостью и размерами [2,21]. Прямые наблюдения галактик велись при изображениях не лучше  $2''$ . При расстоянии 77 Мпк до галактики это ставит 800 пк ограничение на размер деталей, которые могли быть обнаружены в ней. Этот минимальный размер в два-три раза больше, чем размер сгущений, наблюдаемых в хорошо изученных Ic - галактиках [22,23].

Соответственно сгущения в Марк 1006 имеют большую светимость, чем сгущения в других Ic - галактиках [22,23].

Вириальная масса Марк 1006 была оценена как  $1.5 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ . Если учесть, что тело галактики состоит в основном из шести сгущений, то масса, приходящаяся на одно сгущение, должна быть в среднем порядка  $2.5 \cdot 10^8 \mathcal{M}_{\odot}$ . Эта масса порядка тех величин, которые обычно получают в Ic

- галактиках [3,24]. Последнее значит, что если даже в сгущениях Марк 1006 существует тонкая структура, то число компонентов в каждом из них (вероятно в основном у СГ1 и СГ2) не должно превышать двух-трех таких, которые наблюдаются в исследованных Ic-галактиках (22-24). Сказанное не противоречит предположению, что сгущения могут быть комплексами гигантских НII - областей [25].

Наблюдаемые цвета сгущений Марк 1006 похожи на те, что наблюдаются у Ic - галактик [26]. Как сгущения в других Ic - галактиках [27], они более голубые, чем Im-галактики [21]. Заметный разброс цветов сгущений, по всей вероятности, обусловлен их разным звездным составом. На это указывает так же наблюдаемое отличие в спектрах сгущений.

В сгущениях Марк 1006 наблюдается маленький разброс в значениях содержания кислорода и азота. Обилие этих элементов в пределах ошибок хорошо согласуется с тем, что в среднем характерно для гигантских иррегулярных галактик ( $8.51 \pm 0.09$  для кислорода и  $7.02 \pm 0.23$  для азота [18]), это доказывают также приведенные в табл.4 результаты вычисления содержания по прямому методу и по [18] (см.также работу [28]). Содержание азота, вычисленное по [18], получается в среднем 1.23 раза выше, чем при прямых вычислениях.

Сравнение обилия кислорода и азота в сгущениях Марк 1006 и известной Ic - галактики Марк 297 [29] показывает, что, несмотря на некоторое повышенное содержание этих элементов в последней, все же в пределах ошибок значимого отличия не наблюдается. Вообще надо отметить, что из-за отсутствия необходимого количества данных трудно судить об обилии тяжелых элементов в Ic-галактиках, как у класса объектов, и с этой точки зрения провести их сравнение с нормальными гигантскими иррегулярными галактиками.

$H_{\alpha}$  - светимости сгущений Марк 1006 одного и того же порядка, что наблюдается у сгущений некоторых Ic - галактик [30,31]. В то же время она минимум в 2.2, а у СГ1 на целых два порядка выше, чем в среднем наблюдается у НII-областей нормальных гигантских иррегулярных галактик [32]. В этих сгущениях масса ионизованного водорода и число молодых звезд также намного выше.

Если сравнить темп звездообразования Марк 1006 и НII-областей иррегулярных галактик, то у последних он на один-два порядка ниже [21,32].

**5. Заключение.** Таким образом, наши исследования показывают, что Марк 1006 по интегральным параметрам и параметрам, характеризующим ее сгущения, является клочковатой иррегулярной галактикой. Как и у всех объектов этого класса в ее сгущениях наблюдается мощная вспышка звездообразования [33].

Сравнение характеристик сгущений Марк 1006 с таковыми для нормальных иррегулярных галактик показывает, что они не только имеют большие размеры и массу, высокую светимость в эмиссионных линиях и в континууме, но для них характерен также более высокий темп звездообразования.

Так как по содержанию тяжелых элементов сгущения в Ic и нормальных иррегулярных галактиках значимо не отличаются друг от друга, то высокий темп звездообразования в сгущениях Ic - галактик, в частности Марк 1006, и в самом деле связан с недавней вспышкой звездообразования в них. Если сгущения в Ic - галактиках являются комплексами гигантских HII-областей [25], то физические свойства первых не являются простой суммой свойств последних. Прибавляются новые качества, в частности очень высокий темп звездообразования.

Авторы выражают благодарность А.Н.Буренкову за помощь при спектральных наблюдениях на 6-м телескопе САО АН СССР.

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
Таутенбургская обсерватория Центрального института  
астрофизики Германии

## SPECTRAL AND PHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF THE CLUMPY IRREGULAR GALAXY MARKARIAN 1006

A.R.PETROSIAN, K.A.SAHAKIAN, V.H.CHAVUSHIAN, F.BORNGEN

The results of the detailed spectrophotometrical, *UBVR* photometrical and morphological investigation of the Markarian 1006 galaxy are presented. Observational data have been obtained with 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory, 2.6-m telescope of Byurakan Observatory and 2-m telescope of Tautenburg Observatory (Germany). It is shown that Markarian 1006 is Clumpy Irregular galaxy in which six clumps are observed. The clumps of the galaxy have the same properties as those in other Clumpy Irregulars. In comparison with giant HII regions in normal Irregular galaxies, they have not only greater sizes and masses, higher emission line continuum luminosities but they are also characterized by a higher rate of star formation conditioned by the recent star burst.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Л.К.Ерастова, А.И.Шоловалова, Со-общ. Спец.Астрофиз.обсерв., 62, 5, 1989.
2. C.Casini, J.Heidmann, *Astron. and Astrophys.*, 47, 371, 1976.
3. C.Casini, J.Heidmann, M.Tarengi, *Astron. and Astrophys.*, 73, 216, 1979.
4. S.Tamura, M.Hasegawa, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 31, 329, 1979.
5. B.Takase, N.Miyauchi-Isobe, *Ann. Tokyo Observ.*, 21, 181, 1986.
6. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 21, 419, 1984.
7. J.Kornnendy, *Astrophys.J.*, 214, 359, 1977.
8. R.P.S.Stone, *Astrophys.*, J. 218, 767, 1977.

9. *J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, 159, 263, 1970.
10. *J.A.Baldwin, M.M.Phillips, R.Terlievich*, *Publ.Astron.Soc.Pacif.*, 93, 5, 1981.
11. *J.B.Kaler*, *Astrophys.J.* 210, 843, 1976.
12. *P.G.Mezger, L.F.Smith, E.Churchwell*, *Astron. and Astrophys.*, 32, 269, 1974.
13. *D.Alloin, S.Collin-Souffrin, M.Joly, L.Vigroux*, *Astron. and Astrophys.*, 78, 200, 1979.
14. *B.E.J.Pagel, M.G.Edmunds, D.E.Blackweel, M.S.Chun, G.Smith*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 95, 1979.
15. *P.A.Shaver, R.X.McGee, L.W.Newton, A.C.Danks, S.R.Pottash*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 53, 1983.
16. *И.В.Носов*, *Астрон. циркуляр, No 1050*, 1979.
17. *M.Peimbert, R.Costero*, *Bol. Observ.Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
18. *А.Р.Петросян*, *Сообщ. Бюракан. Обсерв.*, 61, 15, 1989.
19. *T.X.Thuan, G.E.Martin*, *Astrophys.J.*, 247, 823, 1981.
20. *S.R.Pottash*, *Vistas Astron.*, 6, 149, 1965.
21. *D.A.Hunter, J.S.Gallagher, III*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 5, 1986.
22. *G.Coupinot, J.Hecquet, J.Heidmann*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 451, 1982.
23. *J.Hecquet, G.Coupinot, A.J.Maucherat*, *Astron. and Astrophys.*, 183, 13, 1987.
24. *Y.Taniguchi, S.Tamura*, *Astron. and Astrophys.*, 181, 265, 1987.
25. *S.Tamura*, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, 7, 333, 1987.
26. *J.P.Huchra*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 35, 171, 1977.
27. *S.Tamura, J.Heidmann*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 38, 619, 1986.
28. *D.A.Hunter, J.S.Gallagher III, D.Rautenkranz*, *Astrophys.J. Suppl.Ser.*, 49, 53, 1982.
29. *А.П.Буренков*, *Астрофизика*, 28, 47, 1988.
30. *А.Р.Петросян*, *Астрофизика*, 17, 421, 1981.
31. *J.S.Gallagher III, H.Bushouse, D.A.Hunter*, *Astron.J.*, 97, 700, 1989.
32. *D.A.Hunter, J.S.Gallagher III*, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 58, 533, 1985.
33. *J.Heidmann*, *IAU Symp.115, "Star Forming regions"*, eds. M.Pelmbert, J.Jugaku, Reidel, Dordrecht, 1985, p.599.

УДК: 524.7-357

## ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 660

В.П.РЕШЕТНИКОВ, В.А.ЯКОВЛЕВА

Поступила 24 мая 1991

Принята к печати 3 июля 1991

Приведены результаты поляриметрических наблюдений пекулярной галактики NGC 660. Главное тело галактики пересекают две сильные полосы поглощения. В районах этих полос найдена поляризация  $-6\%$  с направлением, совпадающим с направлением полос. Обсуждается гипотеза, согласно которой наблюдаемая структура NGC 660 объясняется результатом слияния двух галактик.

*1. Введение.* Морфология NGC 660 очень необычна - главное эллиптическое тело галактики пересекают две сильные полосы поглощения (рис.1). Вне главного тела выделяются образования, напоминающие слабые спиральные ветви, которые замыкаются в кольцо, расположенное под углом к основному телу. Интересно, что одна из полос поглощения видна в том месте, где на галактику проектируется внешняя ветвь. Этой особенностью NGC 660 напоминает пекулярную галактику NGC 2685 [1,2].

Радионаблюдения NGC 660 [3] показали, что в галактике выделяются две разные кинематические подсистемы: одна система совпадает с главным эллипсоидальным телом, а вторая - с ней связана основная часть H I-излучения-расположена под углом  $50^\circ$  к первой и совпадает со слабым кольцевым образованием, видимым в оптике. Перечисленные особенности позволяют отнести NGC 660 к объектам, родственным так называемым "галактикам с полярными кольцами", у которых в плоскости, близкой к полярной, вращается кольцо или диск из газа, пыли и звезд [4].

Наличие мощных полос поглощения послужило причиной включения NGC 660 в программу поляриметрического исследования пекулярных галактик, ведущуюся в АО ЛГУ.

*2. Результаты наблюдений.* Поляризационные наблюдения NGC 660 были выполнены в 1982 и 1985 г. на двух телескопах. Во-первых, на 48-см телескопе Бюраканской станции АО ЛГУ (АЗТ-14) с электрополяриметром

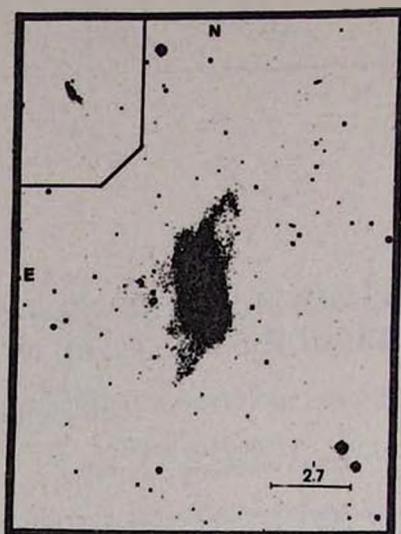


Рис.1. Репродукция снимка NGC 660 из работы [5].

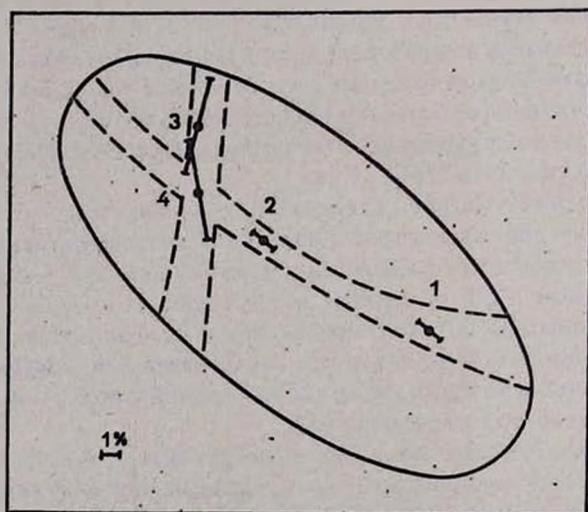


Рис.2. Схема расположения измеренных областей. Точки - центры областей, черточки показывают степень и угол найденной в данной области поляризации.

АФМ-6, использующим ФЭУ-79 с мультищелочным катодом [6]. Во-вторых, на метровом телескопе Астрофизического института АН Казахстана с помощью модернизированного электрополяриметра [7]. В качестве приемника в этом электрополяриметре также используется ФЭУ-79 с мультищелочным катодом. Наблюдения велись без фильтра ( $\lambda_{эфф} = 0.53$  мкм), с круглыми диафрагмами диаметром  $26''.7$  (АЗТ-14) и  $18''$  (АЗТ-8). Методики наблюдений и обработки описаны в [7,8]. Схема расположения измеренных областей дается на рис.2. Результаты наблюдений NGC 660 приведены в табл.1, где в первом столбце указан номер области, во втором и третьем - разность координат центра области от звезды BD +12°215 (эта звезда видна в левом верхнем углу рис.1), в четвертом - размер использованной диафрагмы, в пятом и шестом - степень поляризации и ее направление (ошибки определены из внутренией сходимости отдельных серий, каждая из которых включает одно определение относительных параметров Стокса), в седьмом - число серий и в последнем - поток от измеренной области по отношению к потоку от фона неба. Данные таблицы не исправлены за межзвездную поляризацию света в Галактике, поскольку согласно [9] в районе NGC 660 ( $l=141^\circ.6$ ,  $b=-47^\circ.35$ ) степень поляризации звезд не превышает нескольких десятых процента, а направление ( $100^\circ$  -  $120^\circ$ ) сильно отличается от измеренного нами.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ NGC 660

Область	$\Delta \alpha$	$\Delta \delta$	$d$	$P \pm \sigma_p$	$\theta \pm \sigma_\theta$	Число серий	$\frac{I_{об}}{I_{фон}}$
1	- 3' 30"	- 7' 50"	27"	1.6±0.5 %	35±9°	18	0.6
2	- 2' 55"	- 7' 23"	27"	1.5 0.4	40 8	32	0.6
3	- 2' 35"	- 6' 43"	27"	6.1 1.8	170 9	8	0.2
4	- 2' 35"	- 7' 10"	18"	6.0 2.9	193 14	8	0.3

3. Обсуждение результатов. Как показывают данные табл.1, в областях 1-3 имеется поляризация, превышающая  $3\sigma$ . Направление поляризации в этих областях в пределах  $(1-2)\sigma$  совпадает с направлением полос поглощения. В области 4 степень поляризации лишь незначительно превышает уровень  $2\sigma$ , однако подтверждением ее реальности служит то, что ее направление почти совпадает с найденным в области 3 и близко к направлению полосы.

Совпадение направления поляризации во всех областях с направлением полос поглощения, которые, по всей видимости, являются пылевыми образованиями, показывает, что поляризация связана с наличием пыли. Наиболее простым образом найденную нами поляризацию можно, по-видимому, объяснить

селективным по отношению к направлению колебаний поглощением света асимметричными ориентированными пылинками. Стандартный механизм ориентации межзвездных пылинок требует существования магнитного поля, и, следовательно, наши данные приводят к выводу о присутствии в NGC 660 крупномасштабного магнитного поля. Магнитное поле NGC 660 является двухкомпонентным: преимущественная плоскость одного из компонентов совпадает с плоскостью главного тела галактики, а плоскость второй - с видимым в оптике кольцевым образованием.

Двухкомпонентная структура магнитного поля, а также двухкомпонентная кинематическая структура галактики [3] указывают на то, что NGC 660 является, возможно, результатом столкновения двух галактик. Большое значение напряженности магнитного поля в кольцевом образовании (об этом можно судить по значительной оптической поляризации, достигающей в нем 6%) не противоречит этому выводу, так как общепринятый механизм усиления и поддержания крупномасштабных магнитных полей (гидромагнитное динамо) способен за короткое время сформировать магнитное поле со значительной напряженностью лишь при условии существования большого затравочного поля [10]. В качестве такого затравочного поля можно рассматривать магнитное поле сливающейся галактики. Сделанное нами заключение не противоречит также данным и о пространственном окружении NGC 660. Согласно [11, 12] NGC 660 является членом группы из шести [11] или четырех [12] галактик. Вириальное время пересечения для этой группы по данным [11, 12] составляет  $\tau_{VT} H_0 \approx 0.1$ , и, следовательно, ее члены в прошлом неоднократно сближались и, возможно, сталкивались.

Авторы выражают глубокую благодарность А.В.Курчакову за предоставление времени на мстровом телескопе Астрофизического института АН Казахстана.

Ленинградский государственный университет

## POLARIMETRIC INVESTIGATION OF THE PECULIAR GALAXY NGC 660

V.P.RESHETNIKOV, V.A.YAKOVLEVA

The results of polarimetric observations of the peculiar galaxy NGC 660 are given. The main body of NGC 660 is crossed by two powerful absorption lanes. Polarization of ~6% is found in the regions of absorption lanes and its direction coincides with the position angles of these lanes. The hypothesis that NGC 660 is a merger or a merging galaxy is discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, Письма в Астрон. ж., 5, 8, 1979.
2. В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева, Астрофизика, 30, 15, 1989.
3. S. T. Gottesman, M. E. Mahon, in "Paired and Interacting Galaxies", Eds. J. W. Sulentic, W. C. Keel, C. W. Telesco, NASA Conference Publ. 3098, 1990, p. 209-214.
4. F. Schweizer, B. C. Whitmore, V. C. Rubin, Astron. J., 88, 909, 1983.
5. P. Benvenuti, M. Capaccioli, S. D'Odorico, Astron. and Astrophys., 53, 141, 1976
6. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, Тр. АО ЛГУ, 22, 83, 1965.
7. А. В. Курчаков, Ф. К. Спаев, Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Наукова Думка, Киев, стр. 178.
8. В. А. Гаген-Торн, Н. В. Воицнников, Астрофизика, 13, 569, 1977.
9. D. S. Mathewson, V. L. Ford, Mem. Roy. Astron. Soc., 74, 139, 1970.
10. А. А. Рuzмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров, Магнитные поля галактик, Наука, М., 1988.
11. M. J. Geller, J. P. Huchra, Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 61, 1983.
12. J. Vennik, Tartu Astron. Observ. Teated, N73, 3, 1984.

УДК:524.4

## НАБЛЮДЕНИЯ КОМПАКТНОЙ ГРУППЫ ГАЛАКТИК ШАХБАЗЯН 130

А.С.АМИРХАНЯН, А.Г.ЕГИКЯН, Н.А.ТИХОНОВ, Р.К.ШАХБАЗЯН

Поступила 24 июля 1991

Принята к печати 10 августа 1991

На основе наблюдений, проведенных на 6-м телескопе САО АН СССР и 2.6-м телескопе БАО АН РА, для галактик компактной группы Шахбазян 130 определены лучевые скорости, видимые и абсолютные звездные величины в V-цвете, а также их морфологические типы. Построены изоденсы и профили распределения поверхностной яркости галактик. Шахбазян 130 хорошо изолированная компактная группа с высокой пространственной плотностью галактик порядка  $8 \cdot 10^3$  галактик/Мпк<sup>3</sup>. Она состоит из эллиптических и линзовидных галактик довольно высоких поверхностных яркостей.

В настоящей работе приводятся результаты изучения компактной группы галактик, входящей в список [1] под номером 130. Экваториальные и галактические координаты группы равны, соответственно:

$$\begin{aligned} \alpha &= 14^{\text{h}} 01^{\text{m}} 6 \quad (1950); & l^{\text{II}} &= 146^{\circ} 48, \\ \delta &= + 67^{\circ} 50' \quad (1950); & b^{\text{II}} &= 47^{\circ} 25. \end{aligned}$$

На рис.1 приведена репродукция снимка группы, полученного на 6-м телескопе САО АН СССР в фотографических лучах.

Две яркие галактики группы (N1 и N3) наблюдались в первичном фокусе 6-м телескопа со спектрографом УАГС и двухкамерным ЭОП УМК-91В. Спектрограммы получены на очувствленной в водороде эмульсии А-500Н и перекрывали спектральный диапазон от 3500 до 6200 А. Дисперсия спектрографа около 105 А/мм, ширина щели была равна 0.15 мм, экспозиция - 45 минут, что близко к предельной, обусловленной наличием фона неба. Лучевые скорости определялись на измерительном микроскопе ИЗА-2 по линиям К, Н и G.

Лучевые скорости  $V_0$  галактик (N1 и N3) группы 130, исправленные за движение Солнца по формуле

$$V_0 = V + \Delta V$$

$$\Delta V \text{ (км/с)} = 300 \cdot \sin l''' \cdot \cos b'' ,$$

равны:

$$V_0 (1) = 33\ 589 \text{ км/с,}$$

$$V_0 (3) = 32\ 950 \text{ км/с,}$$

где  $V$ -наблюдаемая скорость галактик.

Средняя лучевая скорость этих двух галактик составляет  $\langle V_0 \rangle = 33\ 270 \text{ км/с,}$

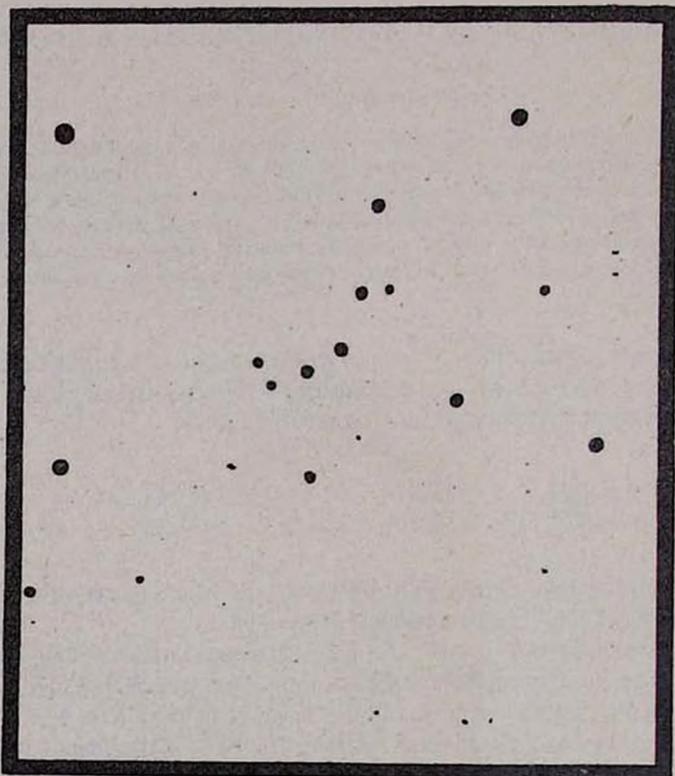


Рис.1 Снимок, полученный в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР на пластинке ZU-2 без фильтра. Экспозиция 30 минут. Масштаб репродукции около  $2''.4/\text{мм}$ . Север сверху, восток слева.

что соответствует расстоянию до группы в 444 Мпк (здесь и в дальнейшем  $H=75$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>).

Таблица 1

ВИДИМЫЕ И АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ  
ГАЛАКТИК В ОБЛАСТИ ГРУППЫ ШАХБАЗЯН 130

Номер галактики КГ130 Z-0.11	Видимая зв. величина V	Абсол. зв. величина M <sub>v</sub>	Макс. поверхн. яркость V/□"
1	16 <sup>m</sup> .97	- 21 <sup>m</sup> .65	20 <sup>m</sup> .4
2	17 .0	- 21 .62	20 .5
3	16 .94	- 21 .68	20 .6
4	17 .43	- 21 .19	21 .0
5 <sup>o</sup>	17 .07	—	20 .2
6	18 .42	- 20 .20	21 .3
7	17 .74	- 20 .88	20 .9
8	17 .35	- 21 .27	20 .9
9	18 .07	- 20 .55	21 .1
10 <sup>o</sup>	17 .66	—	21 .2
11	18 .49	- 20 .13	22 .1
12	19 .15	- 19 .47	22 .1

Фотографическая фотометрия 10 галактик области выполнена по одному из лучших снимков, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа БАО в V-цвете на пластинке Kodak 103a-D в комбинации с фильтром ЖС-17. Время экспозиции 45 минут, качество изображения на измеренной пластинке около 2. Объектами сравнения служили внефокальные изображения звезд стандартной области SA 57 [2]. Измерения проводились на микрофотометре МФ-2 методом детальной поверхностной фотометрии с помощью диафрагмы, вырезающей на негативе квадрат площадью около 2 x 2.

В табл. 1 приведены видимые и соответствующие им абсолютные звездные величины, а также максимальные значения поверхностной яркости центральных областей галактик. Абсолютные величины вычислены в предположении, что и остальные галактики группы имеют лучевые скорости, близкие к  $\langle V_0 \rangle = 33\,270$  км/с. Поправки за поглощение света в Галактике и за красное смещение вводились согласно [3] и [4].

Для исследования морфологии галактик, входящих в группу Шахбазян 130, сделана изоденсометрия и построены профили распределения поверхностной яркости галактик. На микроденситометре PDS-1010A Бюраканской астрофизической обсерватории была просканирована крупномасштабная

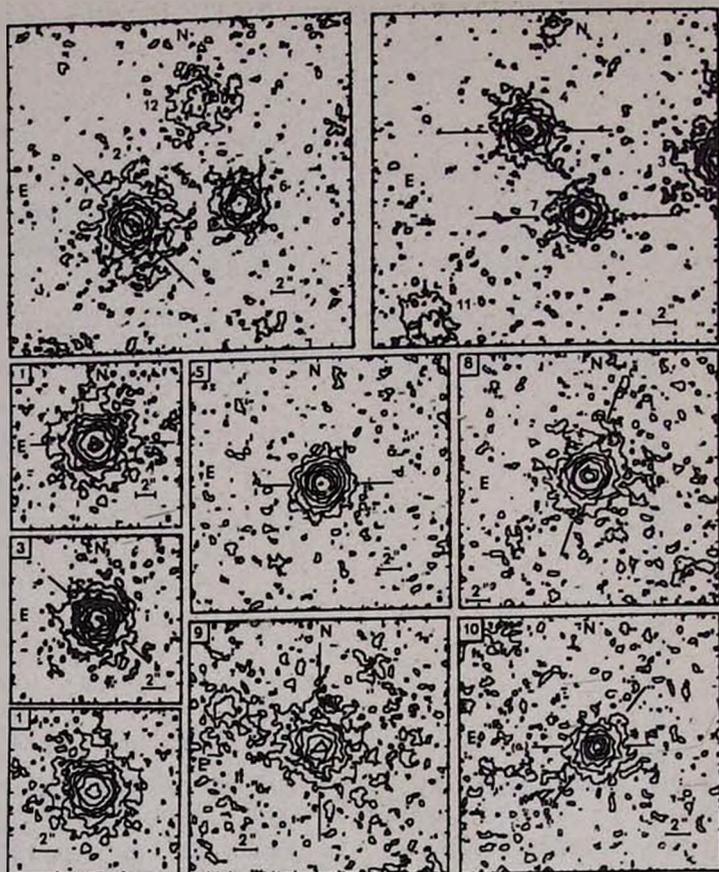


Рис.2 Изоплотности галактик группы Шапбази 130. Изолинии нанесены с шагом  $\Delta D=0.1$  по плотности. Прямые линии указывают направление фотометрических разрезов (а) (Они не всегда совпадают с большой осью галактики), (б)-направление, перпендикулярное (а).

пластинка этой области, полученная в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР в фотографических лучах (см.рис.1). При сканировании использовалась квадратная диафрагма с размером  $25\text{мкм} \times 25\text{мкм}$ , что соответствует  $0.2 \times 0.2$  при масштабе 6-м телескопа в первичном фокусе около  $8''/мм$ . Шаг сканирования равен  $25\text{мкм}$ . Площадь сканирования в зависимости от размеров галактик составляла в пикселах  $80 \times 80$ ,  $120 \times 120$  или  $160 \times 160$  (1 пиксел равен  $25\text{мкм} \times 25\text{мкм}$ ). Измерения галактик были обработаны на ЭВМ СМ-4 в вычис-

лительном центре БАО в системе ADA.

На рис.2 приведены изоденсы (с шагом  $\Delta D = 0.1$ ), а на рис.3 - фотометрические разрезы вдоль больших (а) и малых (b) осей галактик (в долях от максимальной поверхностной яркости) группы Шахбазян 130. Для сравнения приведены изоденсы и профили яркости также для двух звезд фона N 5 и 10.

Морфологический тип определялся по крупномасштабному снимку 6-м телескопа, а также по изоденсам и профилям яркости галактик. Объект N1 классифицирован как эллиптическая галактика E0 с обширным гало. Эллип-

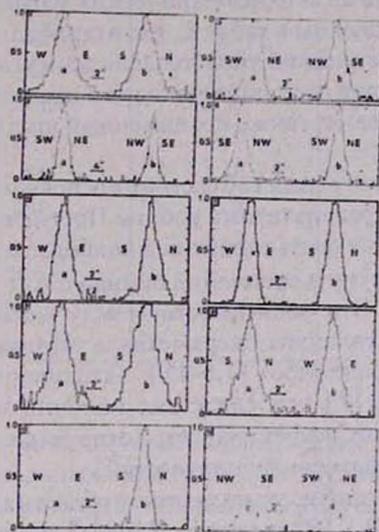


Рис.3. Профили распределения поверхностной яркости галактик группы Шахбазян 130.

тическая галактика N2 примечательна тем, что, по-видимому, имеет расщепленное или кратное ядро: два сгущения в центральной области, погруженные в общую оболочку. Это хорошо видно и по центральной изогнутой изоденсе, и по двум максимумам профиля яркости (рис.2,3). Один из фотометрических разрезов проведен по оси, соединяющей оба ядра (а), второй - в перпендикулярном направлении (b). Галактика N3 и по профилям яркости, и по изображению классифицирована как S0 (рис.2,3), видимая анфас. Она имеет большую линзу и маленькое гало. Эти три галактики являются ярчайшими в группе и имеют примерно одинаковую светимость около  $M_V = -21.6$ . У эллиптической галактики N4 и на негативе, и на внешней изоденсе видна слабая струя в направлении SW (см.рис.1,2). Эта галактика, как и N2, вероятно, имеет сложную ядерную структуру, что видно из двух центральных изоденс (рис.2).

Отметим, что и у галактики N3 центральная изоденса изогнута, а профиль яркости ( $\alpha$ ) имеет расщепленный максимум. Примечательно, что на наличие кратных ядер у доминирующих по яркости галактик богатых скоплений указано в работах Шнейдера и др. и Тонри [5,6].

Объекты N5 и 10, как уже отмечалось выше - звезды фона. У эллиптической галактики N7 внутренняя (вторая) изоденса, в отличие от внешней, имеет ясно выраженную вытянутость в направлении NS. Линзовидная галактика N8 почти не имеет гало, а галактика N9 имеет обширное гало и неправильную структуру. Возможно, это S-галактика. Обе галактики имеют относительно голубой цвет.

Данные о морфологии и фотометрических параметрах галактик группы Шахбазян 130 резюмированы в табл. 2., где в столбцах 1,2,3 и 4 приведены соответственно: морфологический тип, большая ось в угловых секундах дуги, отношение малой и большой осей, полученное по предельной изоденсе (порядка 25 зв.вел./□" в V-цвете), а также позиционный угол большой оси галактик в градусах.

Из табл.2 видно, что группа 130 состоит в основном из E и S0 галактик, что находится в согласии с результатами работы Постмена и Геллер [7], которые нашли, что подавляющая часть галактик в наиболее плотных ( $n \geq 600$  галактик / Мпк<sup>3</sup>) областях групп и скоплений принадлежит к вышеуказанным морфологическим типам. Эта зависимость между морфологическим типом и локальной плотностью галактик впервые была установлена Дресслером [8], а затем подтверждена в ряде работ [7,9-11]. Указанное явление интерпретируется авторами работы [7] как следствие наличия механизма "обдирания" внешних частей галактик, эффективность которого возрастает при столь высоких значениях пространственных плотностей.

Пространственная плотность галактик в области группы очень высокая и равна приблизительно  $8 \cdot 10^3$  галактик / Мпк<sup>3</sup>. Такую же высокую пространственную плотность (порядка  $10^4$  галактик / Мпк<sup>3</sup>) имеет и группа Шахбазян 4 [12]. Это значительно превосходит пространственную плотность в центральных областях нормальных скоплений галактик. Так, согласно работе [13] для 15 скоплений классов богатства 0,1 и 2 из списков Эйбелла [14] эта величина составляет от 60 до 300 галактик / Мпк<sup>3</sup>. Группа Шахбазян 4 состоит исключительно из E и S0/a галактик [12]. Киршнер и Маламат в работе [15] указывают на необычно высокую пространственную плотность галактик в группе Шахбазян 1, также состоящей преимущественно из E и S0 галактик. Наличие связи между морфологическим составом галактик-членов компактных групп и высокой пространственной плотностью отмечено также для группы Шахбазян 202 [16]. Эта близкая компактная группа галактик с  $z=0.0268$  имеет в центральной части пространственную плотность порядка 700 галактик / Мпк<sup>3</sup> (при пересчете к  $H=75$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>) и также состоит из галактик ранних типов [16].

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК В ГРУППЕ  
ШАХБАЗЯН 130

Галактика N	Тип (1)	$a_{25}$ (угл. сек.) (2)	$(b/a)_{25}$ (3)	$P$ (градусы) (4)
1	E0	9'.7	1.00	0°
2	E2 (3)	10 .3	0.73	167
3	S0	7 .5	1.00	0
4	E0	7 .2	1.00	0
5	Звезда	7 .5	1.00	—
6	E2	7 .0	0.82	170
7	E0	6 .9	1.00	0
8	SO <sub>1</sub>	8 .7	0.92	162
9	S?	9 .2	1.00	0
10	Звезда	6 .2	1.00	—
11	Сл. гал.	6 .7	0.81	50
12	Сл. гал.	6 .9	0.85	90

К сожалению, из-за недостатка наблюдательного времени нам не удалось получить спектры остальных ярких галактик группы N130. Не исключено, что несколько обособленные и значительно более голубые галактики N8 и N9, также весьма слабые объекты N11 и N12, являются проектируемыми на область группы галактиками фона.

Если считать, что, по крайней мере, 6 ярких галактик области (N1,2,3,4,6,7) являются реальными физическими членами группы, то для размеров группы в проекции на небесную сферу получим значение  $125 \times 30$  кпк. Среднее гармоническое расстояние между галактиками группы будет  $\langle R^{-1} \rangle^{-1} = 49$  кпк. Отношение суммы диаметров галактик группы к полусумме ее большой и малой осей будет 0.9. Сравнение этого значения с аналогичным значением ( $p=1$ ), подсчитанным для ярких галактик группы Шахбазян I [17], указывает, что группа N130 — довольно компактная система.

Суммарная светимость указанных шести ярких галактик группы N130 равна  $\sum L_v = 1.7 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ , а для всех профотометрированных галактик эта величина составляет  $\sum L_v = 2.3 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ . Плотность светимости группы в области, где расположены 6 упомянутых галактик,  $7.3 \cdot 10^{13} L_{\odot} / \text{Mпк}^3$ . Приведенное значение плотности светимости минимальное, поскольку при подсчете плотности предполагалось, что группа Шахбазян 130 является сферической систе-

мой, видимой под некоторым углом к лучу зрения. Если система в пространстве не сферическая, то плотность светимости будет значительно выше. Заметим, что плотность светимости для компактной группы Шахбазян I равна  $7.2 \cdot 10^{13} L_{\odot}/\text{Мпк}^3$  (при пересчете к  $H=75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ) [15].

В области площадью в 0.3 кв.минуты дуги расположены 6 ярких галактик группы (N 1,2,3,4,6,7), имеющих видимые  $V$ -звездные величины в пределах  $17^m-18^m$ . Подсчеты галактик тех же звездных величин для нескольких участков, расположенных в ближайшей окрестности группы общей площадью в 480 кв.минут дуги, показали, что плотность таких галактик в области группы более чем в 2000 раз превышает плотность галактик фона, что указывает на высокую степень изолированности группы.

Выводы настоящей работы находятся в согласии с результатами предварительного морфологического исследования группы N130, выполненного одним из авторов (Р.К.Ш.) совместно с А.И.Шаповаловой [18].

Компактность системы, малые размеры, очень большая пространственная плотность, высокая степень изолированности, довольно однородный морфологический состав, близкие значения как интегральных звездных величин, так и центральных поверхностных яркостей относительно ярких галактик группы — все это указывает на то, что группа N130 — реальная система физически связанных галактик.

Желательно дальнейшее спектральное изучение остальных относительно ярких галактик группы с целью уточнения состава и других свойств этой интересной системы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
 Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

## OBSERVATIONS OF THE COMPACT GROUP OF GALAXIES SHAHBAZIAN 130

A.S.AMIRKHANIAN, A.G.EGHIKIAN, N.A.TIKHONOV,  
 R.K.SHAHBAZIAN

From the observations carried out with the 6-m telescope of SAO USSR AS and the Byurakan 2.6-m telescope for the members of the compact group of galaxies Shahbazian 130 the radial velocities, the apparent and absolute magnitudes of galaxies in  $V$  as well as their morphological types are defined. The isodensities and the surface brightness profiles are constructed. Shahbazian 130 is an isolated, compact group with a high space number density of galaxies of the order of  $8 \cdot 10^3$  galaxies/Mpc<sup>3</sup>. The group consists of E and S0 galaxies with rather high surface brightness.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.В.Байер, М.Б.Петросян, Г.Тирш, Р.К.Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 327, 1974.
2. A.Th.Purgathofer, *Lowell Observ. Bull.*, 7, N147, 98, 1969.
3. B.A.Peterson, *Astron.J.*, 75, 695, 1970.
4. A.E.Whitford, *Astrophys.J.*, 169, 215, 1971.
5. D.P.Schneider, J.E.Cuzzi, J.G.Huxsel, *Astrophys.J.*, 268, 476, 1983.
6. J.L.Tonry, *Astron.J.*, 90, 2431, 1985.
7. M.Postman, M.J.Geller, *Astrophys.J.*, 281, 95, 1984.
8. A.Dressler, *Astrophys.J.*, 236, 351, 1980.
9. R.E. de Souza, H.V.Capelato, L.Arakaki, C.Logullo, *Astrophys.J.*, 263, 557, 1982.
10. H.Quintana, J.Melnick, L.Infante, B.Thomas, *Astron.J.*, 90, 410, 1985.
11. R.Giovanelli, M.P.Paunes, G.L.Chincarini, *Astrophys.J.*, 300, 77, 1986.
12. С.Р.Лидс, Э.Е.Хачикян, А.С.Амирханян, *Письма в Астрон.ж.*, 16, 195, 1990.
13. N.A.Bahcall, *Astrophys.J.*, 198, 249, 1975.
14. G.O.Abell, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 3, 211, 1958.
15. R.P.Kirshner, E.M.Malumuth, *Astrophys.J.*, 236, 366, 1980.
16. K.Kodaira, M.Lye, S.Okamura, A.Stockton, *Publ.Astron.Soc.Jap.*, 40, 533, 1988.
17. Р.К.Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
18. Р.К.Шахбазян, А.И.Шаповалова, *Астрофизика*, 20, 179, 1984.

УДК : 524.3 : 520.85

## ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ OJ 287 В 1983-1991 ГГ.

В.А.ГАГЕН-ТОРН, А.И.ГАТАУЛЛИНА

Поступила 24 июня 1991

Принята к печати 15 августа 1991

Приводятся результаты поляриметрических наблюдений блазара OJ 287, выполненных в 1983-1991 гг. Показано, что в интервале J.D.2445782-794 поляризационное и фотометрическое поведение объекта определяется эволюцией единственного активного источника, переменного по потоку, но с постоянными параметрами поляризации ( $p = 35\%$ ,  $\theta_0 \approx 163^\circ$ ).

*1. Введение.* Блазар OJ 287 является одним из наиболее активных объектов этого класса. Высокая степень поляризации в оптике и быстрая ее переменность неоднократно отмечались многими наблюдателями (см., например, обзоры [1-3]). Поведение OJ 287 во время сильной вспышки 1971-72 гг. и последующего падения блеска детально изучено нами в работе [4]. В 1983г. произошла еще одна сильная вспышка объекта, и мы возобновили его поляризационные наблюдения. Хотя в литературе и имеются сведения о поляризационном поведении OJ 287 во время этой вспышки [5-7], мы считаем небезынтересным опубликовать полученные нами в 1983-1991гг. данные.

*2. Аппаратура и методика наблюдений.* Все наблюдения выполнены с модифицированным одноканальным электрофотометром-поляриметром АФМ-6, установленным в касегреновском фокусе рефлектора АЗТ-14 (D=480 мм) Бюраканской станции Астрономической обсерватории Ленинградского университета [8]. Приемником излучения служил ФЭУ-79 с мультищелочным катодом ( $\lambda_{эфф} = 0.51$  мкм при наблюдениях без фильтра для излучения, интенсивность которого не зависит от длины волны). Наблюдения OJ 287 велись с диафрагмами 26.7 (d3) и 18.8 (d1) без фильтров.

В основе методики наблюдений лежит быстрое многократное сравнение потоков при положениях анализатора, отличающихся на  $90^\circ$ . Использовались формулы Пиккеринга, так что исходные положения угла составляли  $0^\circ$  и  $45^\circ$ .

Для определения каждого из относительных параметров Стокса  $P_0$  и  $P_{45}$  делалось по четыре отсчета (два при значении угла  $\alpha$  и два при значении угла

$\alpha + 90$ ), восемь отсчетов составляли серию. До и после каждой двух серий для объекта наблюдался фон (по одной серии). Данные для фона линейно интерполировались на момент наблюдения объекта и вычитались из данных на объект + фон.

Инструментальная поляризация, определявшаяся по стандартным звездам, не превышала 0.3%. Нуль-пункт отсчета углов находился по наблюдениям звезд с большой поляризацией. Ошибки оценивались из внутренней сходимости серий (как правило, их делалось четыре) по стандартным формулам

$$\sigma_p = \sqrt{\left[ \sum_{i=1}^N (p_i b - \bar{p}_0)^2 + \sum_{i=1}^N (p_i 45 - \bar{p}_{45})^2 \right] / N(N-2)},$$

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_p}{P} \cdot 28^{\circ.6} \quad (N - \text{число серий}).$$

**3. Результаты наблюдений.** Результаты наблюдений приведены в табл.1, столбцы которой содержат: дату наблюдения (1), момент наблюдения в юлианских днях (2), степень поляризации и ее ошибку (3), направление поляризации и его ошибку (4), диаметр использованной при наблюдениях диафрагмы фотометра (5), отношение потока от объекта к потоку от фона неба (6), количество серий в наблюдении (7). В столбце (8) приведены оценки блеска в поле  $B$  на дату наблюдения. Они взяты из составленной одним из авторов сводной кривой блеска OJ 287, основанной в значительной степени на фотоэлектрических оценках. Интерполированные данные заключены в скобки.

Таблица 1

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ OJ 287

Дата	JD 2440000+	$p \pm \sigma_p$ %	$\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0}$ (град)	$d$	$\frac{I_{об}}{I_{ф}}$	$N$	$B$
1	2	3	4	5	6	7	8
1983 г.							
8 - 9.2	5374.29	15.2±1.3	107±2	3	0.7	4	13 <sup>m</sup> .97
7 - 8.3	5401.29	10.5 0.4	99 1	3	0.9	2	14 .07
31.3 - 1.4	5425.24	7.6 0.7	130 3	3	1.2	4	13 .99
7 - 8.4	5432.38	11.4 0.9	127 2	3	0.7	4	14 .09
12 - 13.4	5437.35	16.6 0.8	121 1	3	0.8	4	14 .09
13 - 14.4	5438.30	16.2 1.1	117 2	3	0.8	4	13 .97

ТАБЛИЦА 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
14 - 15.4	5439.33	18.4±1.7	119±3	3	0.9	4	14 <sup>m</sup> .26
9 - 10.5	5464.27	21.8 0.9	108 1	3	0.7	4	14 .35
1984г.							
3 - 4.1	5703.48	6.4 1.1	149 5	3	0.6	4	15 .05
9 - 10.1	5709.54	12.0 1.6	110 4	3	0.4	4	(15 .08)
24 - 25.2	5755.37	11.7 1.2	68 3	3	0.7	4	14 .47
25 - 26.2	5756.31	5.1 0.9	81 5	3	0.7	6	14 .48
5 - 6.3	5765.37	26.0 1.1	172 1	3	0.9	4	14 .02
22 - 23.3	5782.35	28.8 1.1	160 1	3	0.6	5	14 .69
28 - 29.3	5788.37	26.6 0.7	159 1	3	0.7	3	14 .24
29 - 30.3	5789.37	25.2 1.1	156 1	3	0.6	4	14 .98
30 - 31.3	5790.38	17.4 1.5	152 2	3	0.3	4	15 .09
31.3 - 1.4	5791.38	16.1 1.3	152 2	1	0.5	5	15 .18
3 - 4.4	5794.32	20.0 1.4	147 2	1	1.1	4	(15 .06)
4 - 5.4	5795.38	25.4 1.2	135 1	1	0.7	4	15 .02
1985г.							
23 - 24.2	6120.40	19.3 1.7	1 3	3	0.3	4	(15 .90)
14 - 15.3	6139.27	14.8 2.3	140 5	3	0.3	4	15 .88
17 - 18.4	6173.32	8.4 2.4	125 8	1	0.6	4	15 .43
18 - 19.4	6174.34	9.4 1.0	110 3	1	0.7	5	15 .21
15 - 16.11	6385.57	9.6 3.6	144 3	1	0.2	4	(16 .75)
17 - 18.11	6387.55	14.3 3.3	12 7	1	0.3	4	(16 .64)
8 - 9.11	6408.50	13.1 1.3	3 3	1	0.5	8	(15 .81)
9 - 10.12	6409.49	8.9 0.9	9 3	1	0.6	4	(15 .81)
1986г.							
12 - 13.4	6533.33	11.6 2.4	141 6	1	0.3	4	(16 .28)
1 - 2.5	6552.32	9.4 2.4	126 7	1	0.3	2	16 .20
1987г.							
20 - 21.2	6847.39	11.3 3.1	107 8	1	0.4	2	(16 .04)
21 - 22.2	6848.40	11.2 2.4	120 6	1	0.3	4	16 .05
29 - 30.3	6884.42	9.8 1.4	105 4	1	0.4	7	16 .27
21 - 22.4	6907.25	32.1 1.8	84 2	1	0.4	4	16 .14
22 - 23.4	6908.25	26.4 2.1	86 2	1	0.4	4	16 .21
26 - 27.4	6912.26	26.7 0.9	82 1	1	0.5	4	16 .18
27 - 28.4	6913.29	33.0 2.5	81 2	1	0.4	4	15 .89
28 - 29.4	6914.28	28.4 2.5	78 3	1	0.4	4	16 .23
1988г.							
18 - 19.1	7179.37	11.3 2.2	105 6	1	0.3	6	16 .31

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
14 - 15.3	7235.25	8.8±4.2	128±14	1	0.2	4	(16 <sup>m</sup> .17)
8 - 9.4	7260.29	6.8 1.7	18 7	1	0.2	4	16 .68
9 - 10.5	7291.29	18.3 3.3	1 5.	1	0.1	4	16 .82
1989г.							
4 - 5.3	7590.45	6.4 3.6	143 16	1	0.2	4	16 .17
5 - 6.3	7591.36	11.2 3.5	144 9	1	0.2	4	16 .23
5 - 6.4	7622.34	8.0 4.2	130 15	1	0.1	6	16 .85
1991г.							
5 - 6.4	8352.32	6.9 1.7	106 7	1	0.3	4	°
7 - 8.4	8354.30	7.3 1.8	104 7	1	0.5	4	16 .26
10 - 11.4	8357.31	13.3 2.5	100 5	1	0.4	2	°

4. *Обсуждение результатов.* Детальное обсуждение поведения OJ 287 во время вспышки 1983 г. и последующего падения блеска будет дано в другой работе. Здесь отметим только, что, как и во вспышке 1971-72гг., при максимальном блеске не наблюдалось предельно больших значений степени поляризации. Наиболее высокая поляризация была в 1987г. при блеске  $B \approx 16^m$ , а также в марте-апреле 1984 г. при блеске, падавшем от  $B \approx 14^m.5$  до  $B \approx 15^m$ . Интересно отметить, что направление поляризации в эти периоды было довольно стабильным, но почти противоположным.

Особенно быстрых изменений параметров поляризации как будто бы нет, хотя в отдельных случаях и имеются различия, достигающие нескольких процентов и  $10^0-15^0$  для соседних дат. В целом изменения в пределах новолуния довольно плавные. Исключение составляет февральско-мартовское новолуние 1984 г., когда наблюдения, разделенные интервалом в 9 дней, показывают существенно разную степень поляризации, причем при противоположном ее направлении.

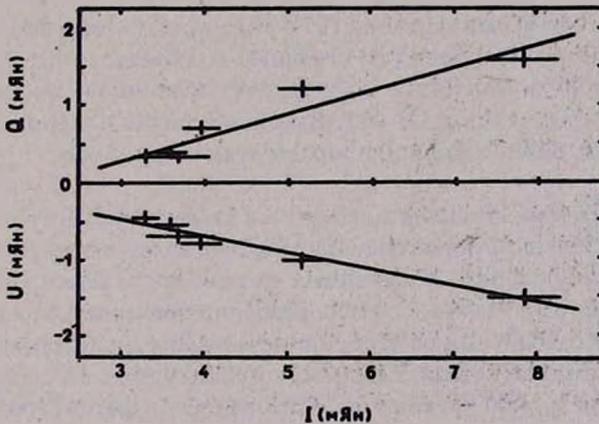
Детальное изучение следующих затем наблюдений (в интервале JD2445782 -794) показывает, что это изменение, по-видимому, связано с появлением нового переменного источника с высокой степенью поляризации. В самом деле, применение разработанной нами [9] методики выделения отдельных источников поляризованного излучения показывает, что в это время поляризованное и фотометрическое поведение OJ 287 определялось некоторым источником с переменным потоком, но постоянными параметрами поляризации. Как показано в [9], в этом случае в пространстве параметров Стокса {I, Q, U} точки, соответствующие наблюдениям, должны лежать на прямой, направляющие тангенсы которой дают относительные параметры Стокса этого

источника.

Таблица 2

## ДАННЫЕ ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО ИСТОЧНИКА

JD 2440000+	$B$	$p$ (%)	$\theta_0$ (град)	$p_x$ (%)	$p_y$ (%)	$I$ (мЯн)	$Q$ (мЯн)	$U$ (мЯн)
5782	14 <sup>m</sup> .69	28.8	160	22.1	-18.5	5.19	1.15	-0.96
5788	14 .24	26.6	159	19.8	-17.8	7.85	1.55	-1.40
5789	14 .98	25.2	156	16.9	-18.7	3.97	0.67	-0.74
5790	15 .09	17.4	152	9.7	-14.4	3.59	0.35	-0.52
5791	15 .18	16.1	152	9.0	-13.3	3.30	0.30	-0.44
5794	15 .06	20.0	147	8.1	-18.2	3.69	0.30	-0.67

Рис.1. Сопоставление параметров Стокса для интервала JD 2445782-794 (ошибки указаны на уровне  $1\sigma$ ).

Необходимые для этого анализа данные собраны в табл.2, где для вышеуказанного интервала JD даются параметры поляризации, блеск и найденные по этим данным абсолютные параметры Стокса в мЯн (для перехода от величин  $B$  к потокам использовалась калибровка из работы [7] и предполагалось, что параметры поляризации OJ 287 не зависят от длины волны, что обычно имеет место [6,7]).

Графически результаты представлены на рис.1. Видно, что связь между параметрами Стокса может быть достаточно хорошо представлена линейными зависимостями. Поэтому можно считать, что поляризационное и фотометрическое поведение OJ 287 в период JD 2445782-794, действительно, определялось эволюцией единственного переменного по потоку источника с постоянными параметрами поляризации.

Уравнения прямых, найденные методом ортогональной регрессии, следующие:

$$Q = 0.291 I - 0.62, \\ \pm 0.040$$

$$U = -0.199 I + 0.13, \\ \pm 0.020$$

так что относительные параметры Стокса для переменного источника и их ошибки на уровне  $1\sigma$  таковы:  $p_x^{var} = 29.1 \% \pm 4.0 \%$ ,  $p_y^{var} = -19.9 \% \pm 2.0 \%$ . Отсюда  $p^{var} = 35.3 \% \pm 4.5 \%$ ,  $\theta_o^{var} = 163^\circ \pm 3^\circ$ .

Напомним, что во время вспышки 1971-72 гг. нами [4] был выделен источник поляризованного излучения со степенью поляризации  $p = 42.8\%$ . Возможно, что  $p \approx 40\%$  является характерной величиной для источников поляризованного излучения у OJ 287. Высокая степень поляризации свидетельствует в пользу синхротронной природы этих источников.

**5. Заключительные замечания.** Отметим в заключение, что наши данные, полученные на небольшом телескопе, неплохо согласуются с результатами поляризационных наблюдений, полученных на телескопах более крупных [7], хотя ошибки у нас, разумеется, больше, особенно при малом блеске объекта. Однако детальных совпадений по времени (день в день) с наблюдениями работ [5-7] немного, и это увеличивает ценность публикуемых здесь наблюдений для восстановления полной картины поляризованного и фотометрического поведения OJ 287.

## POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF OJ 287 IN 1983-1991

V.A.HAGEN-THORN, A.I.GATAULLINA

The results of polarimetric observations of blazar OJ 287 carried out in 1983-1991 are given. The polarimetric and photometric behaviour of the object in JD 2445782 -794 is shown to be determined by the evolution of a single active source with variable flux and constant polarization parameters ( $p \approx 35\%$ ,  $\theta_0 \approx 163^\circ$ ).

## Литература

1. В.А.Гаген-Торн, *Астрофизика*, 10, 127, 1974.
2. J.R.P. Angel, H.S. Stockman, *Ann.Rev.Astron.and Astrophys.*, 18, 321, 1980.
3. В.А.Гаген-Торн, *Тр. АО ЛГУ*, 42, 5, 1989.
4. V.A.Hagen-Thorn, *Astrophys.Space Sci.*, 73, 263, 1980.
5. P.A.Holmes, P.W.J.L.Brand, C.D.Impey et al., *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, 211, 497, 1984.
6. M.L.Sitko, G.D.Schmidt, W.A.Stein, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 59, 323, 1985.
7. P.S.Smith, T.J.Balonek, R.Elston, P.A.Heckert, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 64, 459, 1987.
8. В.А.Домбровский, В.А.Гаген-Торн, С.М.Гуткевич и др., *Тр.АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
9. В.А.Гаген-Торн, *Тр.АО ЛГУ*, 36, 20, 1981.

УДК: 524.7 - 327

## О ПРИРОДЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ АКТИВИЗАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ГАЛАКТИК

А.М.КРИГЕЛЬ

Поступила 18 марта 1991

Принята к печати 13 апреля 1991

Решение задачи твердотельного вращения турбулентного газа в центральной части галактики показывает, что, в отличие от области дифференциального вращения, здесь нет стационарной дисковой аккреции. Вещество, поступающее в центр галактики, будет перемещаться порциями, обусловленными возбуждением гиротурбулентных колебаний на границе областей твердотельного и дифференциального вращения. Получена оценка периода таких колебаний,  $23,7 / \omega$ , где  $\omega$ -угловая скорость вращения газа в центральной области. Дисковой структуре, наблюдаемой в центре Галактики с размером в 800 пк, будут соответствовать колебания с периодом порядка 68 млн. лет, возможно ответственные за наблюдаемую рекуррентную активизацию ядра.

*1. Введение.* К настоящему времени собраны многочисленные косвенные свидетельства того, что спиральные галактики, и в частности наша Галактика, периодически оказываются в возбужденном состоянии с активизацией их ядер [1-6]. На бывшие в прошлом периоды активности галактик, спокойных в настоящее время, указывает радиальное движение газа, выброшенного из ядра; данные о металличности звезд, говорящие в пользу того, что процессы звездообразования носят не стационарный, а периодический характер [7-10]; нерегулярный характер струевидных выбросов. Нельзя исключить и того, что спиральные волны плотности порождены периодическими процессами в ядрах галактик. В частности, наблюдаемые в центре нашей Галактики быстро расширяющиеся кольцевые структуры (3кпк и 2.4 кпк рукава, комплекс молекулярных облаков в радиусе 300 пк от центра) указывают на то, что в сравнительно недавнем прошлом ядро Галактики возможно было активно. Весьма неравномерное распределение вещества, наблюдаемое в радиусе 2 пк от центра, по-видимому, возникло вследствие мощного взрыва, имевшего место примерно  $10^5$  лет назад [6].

Общей особенностью кривых вращения спиральных галактик различных типов является наличие в них центральной области, вращающейся примерно как твердое тело [11,12]. Вне этой области наблюдаются различные законы

вращения, но при этом линейная скорость если и меняется с расстоянием от центра, то в значительной степени меньше, нежели в центре, и поэтому в грубом приближении ее можно считать константой. Известно также, что законы вращения звездного и газового компонентов галактик примерно совпадают.

Анализ условий поддержания стационарного вращения вязкого горячего газа в диске галактики вне центральной области [13,14] показывает, что такое вращение возможно только в том случае, если вынос углового момента из галактики, обусловленный действием сил трения, будет скомпенсирован турбулентным потоком вещества на центр (аккрецией). При этом турбулентная сила Кориолиса, связанная с этим потоком, компенсирует потерю углового момента и механической энергии, порожденную трением [15,16].

Таким образом, если допустить, что галактика вращается стационарно, то в ее газовый диск должно постоянно вовлекаться вещество из окружающего пространства. Это вещество, увлекаемое гравитацией, направляется к центру. Суммарный аккреционный поток состоит из упорядоченной и турбулентной частей и решающим образом зависит от интенсивности турбулентности. Но постоянное вовлечение вещества в галактический диск, необходимое для компенсации трения, неизбежно нарушает стационарность его вращения. Действительно, если масса диска монотонно нарастает, то соответственно должна нарастать и скорость его вращения. Возможен и другой вариант - периодические взрывы ядра, при которых вещество возвращается в пространство, окружающее галактический диск. Так или иначе, но из-за диссипативных процессов галактика в принципе не может вращаться стационарно. Факты повторяющихся активизаций ядер указывают на то, что в природе, по-видимому, реализуется эволюция второго типа.

Активизацию ядра галактики можно рассматривать как типичный пример коллективного эффекта, природу которого следует исследовать методами гидродинамики турбулентной жидкости. Поскольку установление вращения газа при наличии турбулентного трения возможно только при наличии компенсирующего потока вещества на центр, то напрашивается вывод, что нарушение устойчивости стационарного режима связано скорее всего с неустойчивостью турбулентного трения.

Известно, что вращение жидкости или газа при наличии турбулентного переноса вещества в плоскости вращения может быть неустойчивым. В частности, возможно возникновение колебаний особого рода, называемых "гиротурбулентными" [17,18]. Специфика этих колебаний состоит в том, что в них кинематическая энергия периодически перераспределяется между упорядоченным и турбулентным движениями. При этом периодически меняется энергия турбулентности и, следовательно, коэффициент турбулентной диффузии. В фазе преобладания упорядоченности движения турбулентность понижена, аккреция вещества на галактический диск из ее короны задерживается, в "турбулентной" фазе накопленное вещество пропускается к центру, где и высвобождается основная часть его гравитационной энергии. Таким образом, механизм гиротурбулентной неустойчивости в принципе может быть ответст-

венным за периодическую активизацию ядер вращающихся галактик.

Явление гиротурбулентной неустойчивости наблюдается как в метеорологических (колебания планетарного вихря типа "цикла индекса"), так и в лабораторных экспериментах с вращающимися сосудами, в которых создается неравновесный тепловой режим, поддерживающий турбулентный перенос вещества в плоскости вращения. Гиротурбулентные осцилляции - это разновидности инерционных колебаний, обязанных своим происхождением действию турбулентной силы Кориолиса (части силы Кориолиса, связанной с турбулентным потоком вещества). Механизм гиротурбулентной неустойчивости весьма общий - он может в частности реализовываться и в дисках спиральных галактик.

Чтобы дать оценку возможного периода гиротурбулентных колебаний в галактике, необходимо предварительно, в рамках гидродинамической модели, определить режим стационарного вращения газового компонента. С этой целью в [14] были рассмотрены условия вращения горячего газа вне центральной области. Цель данной работы - найти условия поддержания турбулентности в области твердотельного вращения и дать оценку периодов гиротурбулентных колебаний в ядре Галактики.

2. *Стационарное решение задачи твердотельного вращения турбулентного газа в галактике.* Применение полуэмпирической теории турбулентности к вращающемуся газу в поле силы тяжести галактики приводит к системе уравнений осредненного движения, подробно рассмотренной в [14]. Она включает в себя уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [ R ( u v_r + S_r ) ] = 0, \quad (1)$$

два уравнения движения

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} ( u v_r + S_r ) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [ R ( u v_r^2 + 2 S_r v_r + \tau_{rr} ) ] - \\ & - \frac{1}{R} ( u v_\varphi^2 + 2 S_\varphi v_\varphi + \tau_{\varphi\varphi} ) + \frac{\partial}{\partial R} ( p H ) - u g_r = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} ( u v_\varphi + S_\varphi ) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} [ R^2 ( u v_r v_\varphi + S_r v_\varphi + S_\varphi v_r + \tau_{r\varphi} ) ] = 0, \quad (3)$$

уравнение баланса энергии турбулентности

$$\frac{\partial}{\partial t} ( u b^2 ) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} ( R u v_r b^2 - \alpha_b u l b R \frac{\partial b^2}{\partial R} ) + \tau_\pi \frac{\partial v_r}{\partial R} + \tau_{r\varphi} R \frac{\partial}{\partial R} ( \frac{v_\varphi}{R} ) +$$

$$+ \tau_{\varphi\varphi} \frac{v_r}{R} + S_r \left( \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial R} - \frac{v_\varphi^2}{R} - g_r \right) + S_\varphi \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial R} + \frac{v_r v_\varphi}{R} \right) - \frac{c u b^3}{l} = 0, \quad (4)$$

уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho R \cdot T. \quad (5)$$

Здесь рассматривается уравнение для величин, осредненных по времени, толщине галактического диска и азимутальному углу, где  $\rho$  - объемная плотность,  $u$  - поверхностная плотность,  $v_r, v_\varphi$  - компоненты средней скорости упорядоченного движения,  $p$  - давление,  $H$  - толщина диска,  $\tau_{rr}, \tau_{r\varphi}, \tau_{\varphi\varphi}$  - компоненты тензора турбулентных напряжений,  $b$  - скорость турбулентных флуктуаций,  $l$  - масштаб турбулентности,  $S_i = \overline{u' v'}$  - вектор турбулентного потока вещества, при этом черта сверху - знак осреднения, штрих - отклонения от среднего,  $R_*$  - газовая постоянная,  $T$  - температура,  $\alpha_b, c$  - универсальные гидродинамические константы. Замыкание системы уравнений производится с помощью соотношений

$$\tau_{rr} = c_r u b^2, \quad (6)$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = c_\varphi u b^2, \quad (7)$$

$$\tau_{r\varphi} = -u l b R \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{v_\varphi}{R} \right), \quad (8)$$

$$S_r = \alpha_d l b \left[ \frac{u \left( g_r + \frac{v_\varphi^2}{R} - v_r \frac{\partial v_r}{\partial R} \right)}{R_* T + \frac{2}{3} b^2} - \frac{\partial u}{\partial R} \right], \quad (9)$$

$$S_\varphi = 0, \quad (10)$$

$$l = \eta R \frac{v_s}{|v_\varphi|}, \quad (11)$$

где  $c_r, c_\varphi, \alpha_d, \eta$  - константы,  $\Gamma$  - показатель адиабаты,  $v_s = (\Gamma R, T)^{1/2}$  - адиабатическая скорость звука.

Известно, что газ в центре галактики вращается примерно как твердое тело, то есть

$$v_\varphi = \omega R, \quad (12)$$

где  $\omega = \text{const}$  - угловая скорость вращения газа в центральной области галактики. Рассмотрим стационарное решение модельной системы уравнений (1) - (11), поставленной в [14], имеющей вид (12). Очевидно, что закону вращения (12) будет отвечать распределение поверхностной плотности диска вида

$$u = D R, \quad (13)$$

где  $D = \text{const}$ . Действительно, считая, что газ составляет долю, равную  $\kappa = \text{const}$  от массы Галактики  $M(R)$ , получим, что ускорение тяжести есть

$$g_r = -\frac{GM}{R^2} = -\frac{2\pi G}{\kappa R^2} \int_0^R u r dr = -\frac{2\pi G D R}{3\kappa} \approx \frac{v_\varphi^2}{R}, \quad (14)$$

где  $G$  - гравитационная постоянная. Поэтому распределение плотности (13) может обеспечить равновесие между силами тяжести и инерции, порожденной законом вращения (12). Конечно, фактическое распределение вещества в галактиках может иметь более сложный характер. Мы будем здесь опираться на простейшую модель (12) - (14), позволяющую получить предварительную оценку на базе линеаризированной модели.

Аналогично [13, 14] легко показать, что стационарное решение задачи вращения газа в поле силы тяжести (14) имеет вид

$$v_s = \sqrt{\Gamma \beta} v_\varphi, \quad v_r = \delta v_\varphi, \quad h = \gamma v_\varphi, \quad S_r = \lambda u v_\varphi, \quad (15)$$

где  $\beta, \delta, \gamma, \lambda$  - безразмерные константы, определяющие режим вращения газа. Подстановка (15) в систему дифференциальных уравнений стационарной задачи (1) - (11) приводит к алгебраической системе уравнений

$$\delta + \lambda = 0, \quad (16)$$

$$\varphi = \frac{2\pi G D}{3\kappa\omega^2} = 1 - 4\delta^2 - 8\lambda\delta - \gamma^2(C_\varphi + 4C_r) - 3\beta^2, \quad (17)$$

$$\frac{c\gamma^2}{\theta} - \lambda\beta(3\delta^2 + 8\lambda\delta + C_\varphi\gamma^2 + 4C_r\gamma^2 + 3\beta^2) + \gamma^2\beta[\delta(5 + C_r + C_\varphi) - 10\alpha_b\theta\beta\gamma] = 0, \quad (18)$$

$$\lambda[\beta^2 + (\Gamma - 1)\gamma^2] - \alpha_d\theta\beta\gamma[(8\lambda\delta + C_\varphi\gamma^2 + 3\beta^2 + 3\delta^2 + 4C_r\gamma^2)/\Gamma - \beta^2 - (\Gamma - 1)\gamma^2] = 0. \quad (19)$$

Здесь  $\theta = \eta \Gamma^{1/2}$ . Система алгебраических уравнений (16) - (19) определяет четыре константы  $\delta, \gamma, \lambda, \varphi$  как функции  $\beta$ . Эта система уравнений решена численно при значениях констант, принятых в [14]:

$$\alpha_b = \alpha_d = C_r = C_\varphi = 1; \Gamma = 5/3, c = 0.4; \eta = 0.24.$$

3. *Анализ стационарного решения.* Легко видеть, что система уравнений (16)-(19) имеет тривиальное решение  $\beta = \gamma = \delta = \lambda = 0; \varphi = 1$ , чему соответствует неструбулентное твердотельное вращение холодного газа. Решение задачи стационарного твердотельного вращения газового диска для  $\beta \neq 0$  оказалось физически допустимым (вещественные значения  $\delta, \gamma, \lambda, \varphi, \omega$ ) в интервалах  $0.31 \leq \beta \leq 0.36$  и  $0.70 \leq \beta \leq 1.59$ .

При твердотельном вращении нет обычного источника турбулентности, связанного со сдвигом скорости. Что же является источником турбулентности газа в центральной области галактики? Полученное решение показало, что источником турбулентности здесь является работа, производимая турбулентным потоком вещества в поле центробежной силы. Заметим, что поскольку согласно (16) суммарный (упорядоченный и турбулентный) поток вещества на центр отсутствует, то нет и высвобождения гравитационной энергии. Поддержание энергии упорядоченного движения и кинетической энергии в целом происходит только за счет ее втекания из области дифференциального вращения.

Для ответа на вопрос - какому значению параметра  $\beta$  будет соответствовать стационарное решение, реализуемое в природе, целесообразно привлечь к рассмотрению дополнительное условие - принцип минимального производства энтропии [19]. Выражение для скорости производства энтропии в турбулентном идеальном газе с постоянной теплоемкостью в области твердотельного вращения приобретает вид

$$\sigma = J_r \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{1}{T} \right) + \frac{S_r}{T} \left[ g_r - \frac{(2 - \Gamma) v_i^2}{u \Gamma T} \frac{\partial u}{\partial R} \right], \quad (20)$$

где

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{u' T_0'}{u T_0} + \frac{b^2}{C_v T_0} \right) \quad (21)$$

- "обобщенная" температура турбулентного газа, а  $T_0$ - его обычная "локальная" температура, не включающая в себя кинематическую энергию турбулентных движений,

$$J_r = h_r + C_v (\overline{u' v_r' T_0'} + \overline{u' v_r' T_0'}) + Q_r + C_v S_r (T_0 - T) \quad (22)$$

- "эффективный" поток тепла, включающий в себя молекулярный поток тепла  $h_r$  и турбулентный поток энергии турбулентности  $Q_r$ . Здесь  $C_v$  - удельная теплоемкость при постоянном объеме. Пренебрегая в (22) молекулярным потоком тепла по сравнению с турбулентным и учитывая, что в рассматриваемой модели

$$Q_r = -\alpha_b u l b R \frac{\partial b^2}{\partial R}, \quad (23)$$

после подстановки (15) и (23) в (20), получаем

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{\lambda u v_\varphi^3}{RT} \{ [ \Gamma(\Gamma-1) (\gamma^2 - \beta^2) + 2 \alpha_b \eta \beta \gamma^3 ] + \\ + (2 - \Gamma) \beta^2 + 1 - \delta^2 - \varphi \} = \alpha \frac{u v_\varphi R_*}{R}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь мы должны заметить, что некоторое количество энтропии производится и в процессах переноса тепла и массы в направлении, перпендикулярном к плоскости газового диска. Однако, если система близка к состоянию гидростатического равновесия, то эта часть производства энтропии будет близка к нулю.

Общий принцип эволюции Гленсдорфа-Пригожина [19] требует, чтобы в стационарном неравновесном процессе производство энтропии было бы минимальным. Решение поставленной задачи представлено на рис.1. Здесь показаны зависимости  $\alpha(\beta)$ ,  $\gamma(\beta)$ ,  $\delta(\beta)$ . Оказалось, что имеется два наименьших

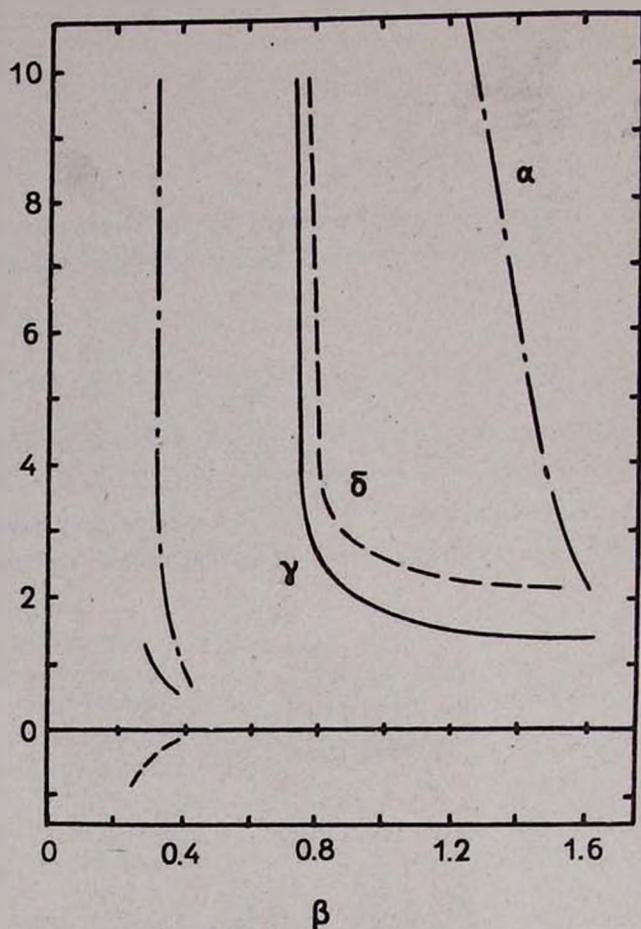


Рис.1 Характеристики стационарного твердотельного вращения турбулентного газового околоядерного диска в зависимости от  $\beta$ . Обозначения даны в тексте (см. формулы (15) и (24)).

значения производства энтропии, определяемого безразмерным параметром  $\alpha$ : при  $\beta \rightarrow 0.36$  и при  $\beta \rightarrow 1.59$ . Заметим, что в области  $0.70 \leq \beta \leq 1.59$  турбулентные движения сверхзвуковые, что едва ли реализуется в природе. Наименьший из двух установленных минимумов производства энтропии достигается при

$$\beta = 0.36; \quad \lambda = -\delta = 0.10; \quad \gamma = 0.54. \quad (25)$$

(Мы рассматриваем наименьшее значение параметра  $\alpha$  ( $\beta$ ), совпадающее с границей области существования физически допустимого решения. Минимум производства энтропии находится вне области допустимых физических решений). Значения констант (25), по нашему мнению, возможно определяет режим твердотельного вращения турбулентного горячего газа в центре галактики.

4. *Оценка периода гиротурбулентных автоколебаний.* Стационарное решение задачи дисковой аккреции газа в области дифференциального вращения галактики [13,14] характеризуется заметным потоком вещества на центр

$$u v_r + S_r = u v_\varphi (\delta + \lambda) < 0.$$

Однако, в соответствии с (15), в области твердотельного вращения стационарной аккреции нет. Следовательно, на границе области твердотельного вращения вещество должно накапливаться. По этой причине мы можем утверждать, что "стационарное" решение задачи в сущности не является стационарным. В [17,21] показано, что вращение турбулентного газа в неравновесных условиях при  $S_r \neq 0$  может сопровождаться так называемыми "гиротурбулентными" колебаниями, в которых происходит периодическое перераспределение энергии между упорядоченной и турбулентной формами движения. Колебания такого рода обусловлены обратной связью, содержащейся в уравнениях (3) и (4). Рассмотрение теории гиротурбулентных колебаний в линейном приближении [17,18] приводит к оценке их периода

$$\chi = \frac{\sqrt{2} \pi u b}{\omega S_r}. \quad (26)$$

Подстановка (15) и (25) в (26) дает окончательно

$$\chi = 23.7/\omega. \quad (27)$$

Повторяя рассуждения [18], легко показать, что возникновение гиротурбулентных колебаний в области твердотельного вращения возможно при выполнении условия

$$4 \omega^2 R S_r l - 3 c u b^3 \geq 0. \quad (28)$$

После подстановки (15) в (28) оно приобретает вид

$$2 \lambda \theta \beta - 3 c \gamma^3 \geq 0. \quad (29)$$

Расчет показывает, что условие (29) при выборе решения (25) выполняется, причем левая часть этого неравенства при  $\beta = 0.36$  достигает максимума. Заметим, что чем больше левая часть (28), (29), тем больше рост амплитуды колебаний. Максимуму, достигаемому при  $\beta = 0.36$  будет соответствовать наиболее быстрорастущая мода возмущений, которая и реализуется в природе. Это обстоятельство является дополнительным основанием для выбора констант (25). Выполнение неравенства (29) указывает на то, что в рассматриваемом объекте при выбранных значениях констант, определяющих режим стационарного вращения турбулентного газа, есть необходимые предпосылки для развития гиротурбулентных автоколебаний. В процессе таких колебаний значительную амплитуду имеет радиальный поток вещества. В области, где генерируются колебания, вещество пропускается порциями, с чем, на наш взгляд, и может быть связан эффект периодической активизации ядер вращающихся галактик.

На данном этапе исследования мы ограничимся лишь упрощенной постановкой задачи с оценкой периода колебаний на основе линеаризированной системы уравнений. Для ответа на вопрос о возможной амплитуде гиротурбулентных колебаний в дисках галактик следует получить решение нелинейной задачи. Такая задача решалась для условий квазикеплеровской турбулентной аккреции газа на массивный центр [21]. Оказалось, что исследуемый механизм неустойчивости весьма эффективно управляет потоком вещества на центр, что и определяет целесообразность изучения возможности аналогичных колебаний в галактиках.

Здесь рассмотрена однокомпонентная модель твердотельного вращения горячего ( $T \approx 10^5 - 10^6$  К), сильно турбулизованного газа в центре галактики. Разумеется, эта, крайне упрощенная, модель не способна к описанию всего многообразия физических процессов, протекающих в галактиках. Холодный газ, молекулярные облака и звезды остались вне этой модели. Для этого есть некоторые основания. Как показано в [14], в дисковой аккреции вещества на центр участвует лишь горячий газ, который только и может вносить в околоядерную область с периферии вещество и энергию. Оказалось, что для холодного газа ( $0 < \beta \leq 0.31$ ) физического решения поставленной задачи

не найдено. Следовательно его движение должно иметь эволюционный характер. Зависимость кинематики газа от его температуры неизбежно должна приводить к тому, что разные фазы многокомпонентной газовой среды будут двигаться с различными скоростями.

Дадим оценку возможного периода гиротурбулентных колебаний для нашей Галактики. В центре Галактики расположен "околоядерный" диск радиусом в 800пк, в котором вращение газа примерно твердотельное, достигающее 280 км/с. Оценка угловой скорости вращения газа составляет  $\omega \approx 1.1 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ , чему, согласно (27), соответствуют колебания с периодом  $\chi = 68 \text{ млн.лет.}$

Сравним полученное в работе значение периода колебаний с данными наблюдений. Период повторения активности галактик оценивался разными авторами и методами в довольно широком интервале от 10 до 1000 млн.лет. В.С.Птускин и Я.М.Хазан [10] на базе модели происхождения галактических космических лучей установили период повторяемости активности Галактики в 10-100 млн.лет. В.А.Марсаков и А.А.Сучков [7-9] указывают на свидетельства персменной активности Галактики с периодом около 60-70 млн.лет на раннем этапе ее эволюции. Любопытно, что и в спектре колебаний земного климата наблюдается период в 40-60 млн.лет [22], возможно связанный с переменной активностью ядра Галактики.

Следует отметить, что в Галактике наблюдается несколько дисковых структур, вложенных друг в друга. Оценки, сделанные здесь, можно распространить и на аккреционные диски, вложенные в околоядерный диск.

Важно обратить внимание на то, что периодические процессы, порожденные гиротурбулентной неустойчивостью в околоядерной области Галактики, по-видимому, нельзя рассматривать в отрыве от процессов звездообразования. Поскольку считается, что темп звездообразования примерно пропорционален плотности межзвездного газа, который будет меняться при прохождении волн плотности, генерируемых гиротурбулентными колебаниями, то исследуемая неустойчивость может стимулировать вспышки звездообразования. Эти процессы в свою очередь как-то влияют на условия, в которых поддерживаются гиротурбулентные колебания. Реалистическая модель должна учитывать оба этих нестационарных процесса, взаимодействующих друг с другом. Задача данной работы - показать, что динамические эффекты, порождаемые гиротурбулентной неустойчивостью дисковой аккреции газа в ядрах галактик, могут привести к рекуррентной активизации ядер.

В заключение автор выражает глубокую признательность В.Г.Горбачкову и А.Г.Крицуку за обсуждение работы и полезные замечания.

## ON THE NATURE OF RECURRENT ACTIVITY OF THE NUCLEI OF ROTATING GALAXIES

A.M.KRIGEL

A theory of solid rotation of turbulent gaseous disk in the center of a galaxy is considered. It is shown that on the contrary to the region of differential rotation here steady disk accretion is impossible. A matter following to the center of galaxy should flow by portions produced by the gyroturbulent oscillations generated at the boundary between regions of solid and differential rotation. The period of such oscillations is estimated as  $23.7/\omega$ , where  $\omega$  is the angular velocity of the central region. Thus nuclear disk in the center of the Galaxy, with a radius of 800 pc, must produce oscillations with the period near 68 million years and may be responsible for recurrent activity of the nucleus of the Galaxy.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G.R.Burbidge, E.M.Burbidge, A.R.Sandage, Rev.Mod.Phys., 35, 947, 1963.
2. J.H.Cort, Ann.Rev.Astron. and Astrophys., 15, 295, 1977.
3. J.H.Oort, Phys.Ser., 17, 175, 1978.
4. S.Van den Bergh, Vistas Astron., 22, 307, 1978.
5. В.А.Газен-Торч, И.И.Шевченко, Астрофизика, 18, 245, 1982.
6. R.Gansel, C.H.Townes, Ann.Rev.Astron. and Astrophys., 25, 377, 1987.
7. В.А.Марсаков, А.А.Сучков, Письма в Астрон.ж., 2, 381, 1976.
8. В.А.Марсаков, А.А.Сучков, Астрон.ж., 54, 1232, 1977.
9. В.А.Марсаков, А.А.Сучков, Астрон.ж., 55, 472, 1978.
10. В.С.Птускин, Я.И.Хазан, Астрон., ж., 58, 959, 1981.
11. А.А.Засов, Г.А.Кязумов, Астрон.ж., 60, 656, 1983.
12. В.Г.Горбацкий, Введение в физику галактик и скоплений галактик, Наука, М., 1986, стр.254.
13. А.М.Кригель, Астрон.ж., 60, 242, 1983.
14. А.М.Кригель, Кинематика и физика небесных тел, 6, 73, 1990.
15. А.М.Кригель, Письма в Ж., техн.физ., 7, 1300, 1981.
16. А.М.Кригель, Geophys. Astrophys.Fluid Dyn., 24, 213, 1983.
17. А.М.Кригель, Geophys.Astrophys.Fluid Dyn., 16, 1, 1980.
18. А.М.Кригель, Ж. техн.физ., 55, 442, 1985.
19. P.Glansdorff, I.Prigogin, Phys.Lett., 7, 243, 1963.
20. А.М.Кригель, Tellus, (in press), 1991.
21. А.М.Кригель, Астрон.ж., 26, 1174, 1990.
22. J.M.Mitchell, Quart., Res., 6, 481, 1976.

УДК: 524.37

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СФЕРИЧЕСКОЙ ТУМАННОСТИ

А.К.КОЛЕСОВ, В.В.СОБОЛЕВ

Поступила 24 июня 1991

Туманность представляется в виде однородного шара, в котором происходит рассеяние и истинное поглощение излучения. Вводится и исследуется функция  $w(x, \eta)$ , являющаяся обобщением на шар функций  $\varphi(x, \eta)$  и  $\psi(x, \eta)$  Амбарцумяна для плоского слоя. Получено интегральное уравнение для определения функции  $w(x, \eta)$ . Через эту функцию выражены коэффициент отражения и альbedo шара. Знание альbedo позволяет находить светимость туманности при любом расстоянии освещающей звезды от нее. Через функцию  $w(x, \eta)$  выражены также интенсивность излучения, выходящего из туманности, и ее светимость при положении звезды в ее центре. Отдельно рассмотрены случаи туманности малого и большого оптического радиуса.

*1. Введение.* Важной задачей теоретической астрофизики является разработка теории многократного рассеяния света в разных объектах. В большинстве работ изучается процесс рассеяния света в плоских слоях, хорошо представляющих звездные и планетные атмосферы. Во многих работах исследуется также рассеяние света в средах со сферической симметрией, которыми могут быть заменены планетарные туманности, протяженные оболочки звезд, ядра галактик и другие объекты.

Наибольший интерес для применений представляет нахождение интенсивности излучения, выходящего из среды наружу. В работах В.А. Амбарцумяна [1] были введены функции  $\varphi(\tau_0, \eta)$  и  $\psi(\tau_0, \eta)$ , через которые выражаются интенсивности излучения, выходящего из плоского слоя оптической толщины  $\tau_0$  под углом  $\arccos \eta$  к нормали. В дальнейшем эти функции были обобщены на случай анизотропного рассеяния [2] и на случай рассеяния излучения с перераспределением по частоте в спектральной линии [3].

В настоящей статье вводится и подробно изучается функция  $w(x, \eta)$ , через которую выражается интенсивность излучения, выходящего из шара оптического радиуса  $x$  под углом  $\arccos \eta$  к радиусу-вектору при различных источниках излучения. Эту функцию можно считать обобщением на шар функций  $\varphi(\tau_0, \eta)$  и  $\psi(\tau_0, \eta)$ , широко употребляемых для случая плоского слоя. Для определения функции  $w(x, \eta)$  получено нелинейное интегральное уравнение. При этом использовалось найденное в ряде работ [4-11] интегро-дифференциальное уравнение для коэффициента отражения шара.

С помощью функции  $w(x, \eta)$  в статье определяется альbedo шара, знание которого позволяет находить светимость туманности при любом положении освещающей звезды вне ее. Даются также формулы, определяющие интенсивность излучения, выходящего из туманности, освещенной центральной звездой.

В конце статьи отдельно рассматриваются случаи туманности малого и большого оптического радиуса. Второй из этих случаев был подробно изучен в наших статьях [12, 13].

**2. Диффузное отражение.** Будем считать, что в однородном шаре радиуса  $x$  могут происходить процессы изотропного рассеяния и истинного поглощения света, причем отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения равно  $\lambda$ .

Пусть в каком-то месте поверхности шара падают фотоны под углом  $\xi$  к нормали. Диффундируя в шаре, часть фотонов может испытать истинное поглощение (т.е. погибнуть), а другая может выйти наружу под произвольным углом  $\eta$ . Обозначим через  $2\rho(x, \eta, \xi)$   $\eta d\eta$  вероятность того, что фотон выйдет наружу в любом месте поверхности в интервале косинусов углов от  $\eta$  до  $\eta + d\eta$  и назовем величину  $\rho(x, \eta, \xi)$  "коэффициентом отражения шара".

Если величина  $\rho(x, \eta, \xi)$  известна, то интенсивность излучения, выходящего из шара, может быть найдена при произвольных внешних источниках, обладающих сферической симметрией. Когда интенсивность внешнего излучения в каждом месте поверхности есть  $I_0(\xi)$ , то интенсивность излучения, выходящего из шара, равна

$$I(x, \eta) = 2 \int_0^1 I_0(\xi) \rho(x, \eta, \xi) \xi d\xi. \quad (1)$$

Для получения уравнения, определяющего функцию  $\rho(x, \eta, \xi)$ , может быть применен метод, заключающийся в мысленном добавлении к шару сферического слоя бесконечно малой оптической толщины и рассмотрения происходящих в нем процессов. Этот метод приводит к следующему уравнению:

$$\eta \xi \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\eta + \xi) \rho(x, \eta, \xi) = \frac{1}{x} [ 2 \eta \xi \rho - (1 - \eta^2) \xi \frac{\partial \rho}{\partial \eta} - (1 - \xi^2) \eta \frac{\partial \rho}{\partial \eta} ] + \frac{\lambda}{4} w(x, \eta) w(x, \xi), \quad (2)$$

где обозначено

$$w(x, \eta) = 1 + e^{-2x\eta} + 2\eta \int_0^1 \rho(x, \eta, \xi) d\xi. \quad (3)$$

Физический смысл функции  $w(x, \eta)$  состоит в том, что величина  $\frac{\lambda}{4\pi} w(x, \eta)$  представляет собой вероятность выхода фотона из шара под углом  $\arccos \eta$  к радиусу-вектору в единице телесного угла после поглощения его в поверхностном слое. При этом первый член в сумме (3) соответствует излучению, идущему непосредственно в сторону от шара, второй член — излучению, прошедшему через шар, и третий — излучению, диффузно отраженному шаром.

Из уравнения (2) видно, что функция трех аргументов  $\rho(x, \eta, \xi)$  выражается через функцию двух аргументов  $w(x, \eta)$ . Решая это уравнение относительно  $\rho(x, \eta, \xi)$ , получаем

$$\rho(x, \eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} x^2 e^{-x(\eta + \xi)} \int_{x\sqrt{1-\xi^2}}^x e^{x'(\eta' + \xi')} w(x', \eta') w(x', \xi') \frac{dx'}{x'^2 \eta' \xi'}, \quad (4)$$

где

$$x' \eta' = \sqrt{x'^2 - x^2(1 - \eta^2)}, \quad x' \xi' = \sqrt{x'^2 - x^2(1 - \xi^2)}. \quad (5)$$

В формуле (4) надо считать, что  $\eta > \xi$ . Когда  $\eta < \xi$ , то нижний предел в интеграле должен быть  $x\sqrt{1-\eta^2}$ .

Легко убедиться, что выражение (4) в случаях  $x \gg 1$  и  $x \ll 1$  переходит в известные выражения для функции  $\rho(x, \eta, \xi)$  (об этом подробнее сказано ниже).

Подставляя выражение (4) в формулу (3) и меняя порядок интегрирования, приходим к следующему уравнению для определения функции  $w(x, \eta)$ :

$$w(x, \eta) = 1 + e^{-2x\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta x^2 e^{-x\eta} \int_{x\sqrt{1-\eta^2}}^x e^{x'\eta'} w(x', \eta') \frac{dx'}{x' \eta'} \int_{\frac{\sqrt{x'^2 - x'^2}}{x}}^1 e^{x'\xi' - x\xi} w(x', \xi') \frac{d\xi'}{x' \xi'}. \quad (6)$$

Перейдем здесь от переменной интегрирования  $\xi$  к переменной  $\xi'$  согласно второй из формул (5). Тогда вместо (6) находим

$$w(x, \eta) = 1 + e^{-2x\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta x e^{-x\eta} \int_{x\sqrt{1-\eta^2}}^x e^{x'\eta'} w(x', \eta') \frac{dx'}{\eta'} \int_0^1 e^{x'\zeta' - t} w(x', \zeta') \frac{d\zeta'}{t}, \quad (7)$$

где

$$t = \sqrt{x^2 - x'^2(1 - \zeta'^2)}. \quad (8)$$

После определения из уравнения (7) функции  $w(x, \eta)$  может быть найден по формуле (4) и коэффициент отражения шара  $\rho(x, \eta, \zeta)$ .

Мы видим, что внутренний интеграл в (7) зависит только от  $x'$  и  $x$ . Вводя обозначение

$$V(x', x) = \int_0^1 e^{x'\zeta' - t} w(x', \zeta') \frac{x' d\zeta'}{t}, \quad (9)$$

вместо (7) имеем

$$w(x, \eta) = 1 + e^{-2x\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta x e^{-x\eta} \int_{x\sqrt{1-\eta^2}}^x e^{x'\eta'} w(x', \eta') V(x', x) \frac{dx'}{x'\eta'}. \quad (10)$$

Таким образом, для определения функции  $w(x, \eta)$  может служить система уравнений (9) и (10), из которой одновременно определяется и функция  $V(x', x)$ .

Заметим, что из системы уравнений (9) и (10) вытекает одно уравнение, которому удовлетворяет функция  $V(x', x)$ . Чтобы получить его, надо умножить уравнение (10) на  $e^{-x\eta - \sqrt{x^2 - x'^2(1-\eta^2)}} / \sqrt{x^2 - x'^2(1-\eta^2)}$ , проинтегрировать по  $\eta$  от 0 до 1 и воспользоваться уравнением (9). Сделав это, находим

$$V(x, z) = K(x, z) + \frac{\lambda}{2} \int_0^x V(x', x) V(x', z) dx', \quad (11)$$

где

$$K(x, z) = x \int_0^1 (e^{x\eta} + e^{-x\eta}) e^{-\sqrt{z^2 - x^2(1-\eta^2)}} \frac{d\eta}{\sqrt{z^2 - x^2(1-\eta^2)}} \quad (12)$$

Свободный член уравнения (11) может быть переписан также в виде

$$K(x, z) = E_1(z - x) - E_1(z + x) \quad (13)$$

где  $E_1(x)$  - первая интегральная показательная функция.

Можно думать, что функция  $w(x, \eta)$  должна играть такую же роль в теории рассеяния света в шаре, какую играют функции  $\varphi(\tau_0, \eta)$  и  $\psi(\tau_0, \eta)$  при изучении рассеяния света в плоском слое. Как увидим ниже, в рассматриваемой теории должна часто встречаться и функция  $V(x', x)$ , выражающаяся через функцию  $w(x, \eta)$  формулой (9).

Подчеркнем, что в полученных выше уравнениях интегрирование производится по возрастающему радиусу шара  $x$ , т.е. совершается переход от меньших шаров к большим. Следовательно, решение этих уравнений позволяет определить искомые величины для всех шаров с заданным параметром  $\lambda$ . Выше этот параметр считался постоянным, однако теория остается справедливой и при произвольной зависимости  $\lambda$  от  $x$ . В этом случае функция  $\lambda(x)$  должна входить в приведенные уравнения под знаком интеграла.

3. *Альbedo туманности.* Знание функции  $w(x, \eta)$  позволяет найти альbedo шара, т.е. величину, определяемую формулой

$$A(x, \xi) = 2 \int_0^1 \rho(x, \eta, \xi) \eta d\eta \quad (14)$$

и представляющую собой вероятность того, что фотоны, падающие в каком-либо месте поверхности шара под углом  $\arccos \xi$  к нормали, выходят из него во всех направлениях после рассеяний.

Чтобы выразить величину  $A(x, \xi)$  через функцию  $w(x, \xi)$ , воспользуемся уравнением (2), определяющим коэффициент отражения  $\rho(x, \eta, \xi)$ . Интегрируя это уравнение по  $\eta$  от 0 до 1 и применяя формулы (3) и (14), получаем

$$\begin{aligned} \xi \frac{\partial A(x, \xi)}{\partial x} + \frac{1 - \xi^2}{x} \frac{\partial A(x, \xi)}{\partial \xi} + A(x, \xi) &= \\ &= 1 + e^{-2x\xi} - w(x, \xi) \left[ 1 - \frac{\lambda}{2} w_0(x) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где  $w_0(x)$  - нулевой момент функции  $w(x, \eta)$ .

Решая уравнение (15) относительно  $A(x, \xi)$ , находим

$$A(x, \xi) = 1 - e^{-2x\xi} - e^{-x\xi} \int_0^x [1 - \frac{\lambda}{2} w_0(x')] w(x', \xi') e^{x'\xi'} \frac{dx'}{\xi'}. \quad (16)$$

Из физических соображений следует, что в случае чистого рассеяния (т.е. при  $\lambda=1$ ) должно быть  $w_0(x) = 2$  и  $A(x, \xi) = 1 - e^{-2x\xi}$ . Такое заключение находится в соответствии с формулой (16).

Если альbedo шара известно, то можно легко найти его светимость (т.е. полную энергию, излучаемую шаром во всех направлениях за 1 с) при произвольных источниках энергии.

Допустим для примера, что шар представляет собой туманность, светящуюся под воздействием звезды светимости  $L_*$ , находящейся на расстоянии  $r_1$  от центра туманности. Тогда светимость туманности будет равна

$$L(x) = \frac{1}{2} L_* \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \int_0^1 \frac{A(x, \xi) \xi d\xi}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 (1 - \xi^2)}}. \quad (17)$$

где  $r$  - геометрический радиус туманности (равный  $x/\alpha$ , где  $\alpha$  - коэффициент поглощения).

В частном случае, когда звезда расположена на границе туманности (т.е. при  $r_1=r$ ) вместо формулы (17) имеем

$$L(x) = \frac{1}{2} L_* \int_0^1 A(x, \xi) \xi d\xi. \quad (18)$$

Пользуясь здесь формулами (14) и (3), получаем

$$L(x) = \frac{1}{2} L_* [w_0(x) - 1 - \frac{1}{2x} (1 - e^{-2x})]. \quad (19)$$

В другом важном частном случае, когда звезда находится далеко от туманности (т.е. при  $r_1 \gg r$ ) формулу (17) можно переписать в виде

$$L(x) = \frac{1}{2} L_* \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \int_0^1 A(x, \xi) \xi d\xi. \quad (20)$$

Для нахождения интеграла, входящего в (20), следует проинтегрировать уравнение (15) по  $\xi$  от 0 до 1 и воспользоваться формулой (19). В результате

имеем

$$L(x) = \frac{1}{4} L_0 \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \left\{ \frac{1}{x^2} \int_0^x [\lambda w_0^2(x') - 4w_0(x') + 4] x'^2 dx' + \right. \\ \left. + 1 - \frac{1}{2x^2} + \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} \right) e^{-2x} \right\}. \quad (21)$$

Таким образом, в обоих частных случаях светимость туманности выражается через нулевой момент функции  $w(x, \xi)$ .

Заметим, что для определения величины  $w_0(x)$  нет необходимости в знании функции  $w(x, \xi)$ . Ее можно также найти из уравнения

$$w_0(x) = 2 - \frac{1}{x} \int_0^x \left[ 1 - \frac{\lambda}{2} w_0(x') \right] V(x', x) x' dx', \quad (22)$$

если известна функция  $V(x', x)$ . Это уравнение получается из соотношения (16) при интегрировании его по  $\xi$  от 0 до 1 и использовании затем формулы (3).

4. *Туманность, освещенная центральной звездой.* Если звезда находится в центре туманности, то для определения интенсивности выходящего из нее излучения можно применить тот же метод, какой был использован выше при нахождении коэффициента отражения туманности. При этом искомая интенсивность будет выражаться опять через функцию  $w(x, \eta)$ .

Как и выше, будем считать, что туманность представляет собой однородный шар оптического радиуса  $x$ . Обозначим через  $L_0$  светимость звезды и через  $I(x, \eta)$  интенсивность диффузного излучения туманности, выходящего наружу под углом  $\arccos \eta$  к радиусу-вектору.

Для нахождения величины  $I(x, \eta)$  имеем следующее интегро-дифференциальное уравнение:

$$\eta \frac{\partial I(x, \eta)}{\partial x} + \frac{1 - \eta^2}{x} \cdot \frac{\partial I(x, \eta)}{\partial \eta} + I(x, \eta) = \frac{\lambda}{2} D(x) w(x, \eta), \quad (23)$$

где  $w(x, \eta)$  - функция, определяемая формулой (3), и

$$D(x) = \int_0^1 I(x, \eta) d\eta + \frac{L_0 \alpha^2}{8\pi^2} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2}. \quad (24)$$

Уравнение (23) уже рассматривалось в нашей статье [13], но в ней счита-

лось, что туманности обладают большими оптическими радиусами и поэтому последний член в формуле (24) не учитывался.

Решая уравнение (23), получаем

$$I(x, \eta) = \frac{\lambda}{2} e^{-x\eta} \int_0^x \frac{D(x') w(x', \eta') e^{x'\eta'} \frac{dx'}{\eta'}}{x\sqrt{1-\eta^2}}, \quad (25)$$

где  $\eta'$  дается первой из формул (5).

Чтобы найти входящую в выражение (25) функцию  $D(x)$ , следует подставить его в формулу (24). Делая это, после небольших преобразований получаем

$$D(x) = \frac{L_0 \alpha^2}{8\pi^2} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2} + \frac{\lambda}{2x} \int_0^x V(x', x) D(x') x' dx', \quad (26)$$

где функция  $V(x', x)$  дается формулой (9).

Таким образом, искомая интенсивность излучения, выходящего из туманности, определяется формулой (25), а входящая в нее функция  $D(x)$  — уравнением (26).

После нахождения интенсивности излучения  $I(x, \eta)$  светимость туманности  $L(x)$  определяется по формуле

$$L(x) = 4\pi r^2 \cdot 2\pi \int_0^1 I(x, \eta) \eta d\eta. \quad (27)$$

Интеграл, входящий в (27), может быть также найден непосредственно из уравнения (23). В результате для светимости туманности имеем

$$L(x) = L_0 \left\{ 1 - e^{-x} - \frac{8\pi^2}{\alpha^2} \int_0^x D(x') \left[ 1 - \frac{\lambda}{2} w_0(x') \right] x'^2 dx' \right\}. \quad (28)$$

*5. Туманность малого оптического радиуса.* Из приведенных выше формул для различных величин, характеризующих излучение, выходящее из шара, могут быть получены более простые формулы для этих величин в двух частных случаях: 1) когда оптический радиус шара мал, т.е.  $x \ll 1$ , 2) когда оптический радиус шара велик, т.е.  $x \gg 1$ . Вследствие важности этих случаев мы рассмотрим ниже каждый из них.

Предположим сначала, что  $x \ll 1$ . В качестве нулевого приближения для функции  $w(x, \eta)$  возьмем ее значение при  $x=0$ , т.е. примем, что  $w(x, \eta) = 2$ . Подставляя это значение для  $w(x, \eta)$  в формулу (4) и считая, что экспоненты равны единице, для коэффициента отражения получаем

выражение

$$\rho(x, \eta, \xi) = \lambda x^2 \int_0^x \frac{dx'}{\sqrt{x'^2 - x^2(1 - \xi^2)} \sqrt{x'^2 - x^2(1 - \eta^2)}} \quad (29)$$

которое может быть переписано в виде

$$\rho(x, \eta, \xi) = \lambda x \int_{\arccos \xi}^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \xi^2 - (1 - \eta^2) \sin^2 \varphi}} \quad (30)$$

В этих формулах надо считать, что  $\eta > \xi$ , а когда  $\eta < \xi$ , то  $\eta$  и  $\xi$  следует поменять местами. Мы видим, что в данном случае коэффициент отражения выражается через неполный эллиптический интеграл.

Действуя аналогичным образом, из (9) находим выражение

$$V(x', x) = \ln \frac{x + x'}{x - x'} \quad (31)$$

с помощью которого из (10) получаем

$$w(x, \eta) = 2 [1 - x\eta + \lambda x \eta g(\eta)] \quad (32)$$

где

$$g(\eta) = \frac{1}{2} \int_0^1 \ln \frac{1+t}{1-t} \frac{dt}{\sqrt{t^2 - 1 + \eta^2}} \quad (33)$$

Выражение (33) может быть преобразовано также к виду

$$g(\eta) = \int_0^{\pi/2} \operatorname{arctg}(\eta \operatorname{tg} \alpha) d\alpha \quad (34)$$

Для альбедо туманности при падении фотонов под углом  $\arccos \xi$  к нормали из формулы (16) находим

$$A(x, \xi) = 2 \lambda x \xi \quad (35)$$

Когда свечение туманности радиуса  $r$  вызывается звездой светимости  $L_*$ , находящейся на расстоянии  $r_1$  от центра звезды, то светимость туманно-

сти в рассматриваемом случае, согласно формулам (17) и (33), равна

$$L(x) = \lambda x L_0 \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \int_0^1 \frac{\xi^2 d\xi}{\sqrt{1 - (r/r_1)^2 (1 - \xi^2)}} . \quad (36)$$

Отсюда следует, что

$$L(x) = \frac{\lambda}{2} x L_0 \quad \text{при } r = r_1 \quad (37)$$

и

$$L(x) = \frac{\lambda}{3} x L_0 \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \quad \text{при } r \ll r_1 . \quad (38)$$

Если звезда расположена в центре туманности, то для интенсивности излучения, выходящего из туманности, и для ее светимости при  $x \ll 1$  из формул (25) и (28) соответственно находим

$$I(x, \eta) = \frac{\lambda L_0 \alpha^2}{16 \pi^2 x \sqrt{1 - \eta^2}} (\pi - 2 \arccos \eta) , \quad (39)$$

$$L(x) = \lambda x L_0 . \quad (40)$$

Разумеется, формулы (29) - (40), полученные для случая туманности малого оптического радиуса из более общих формул, могут быть непосредственно найдены из уравнения переноса излучения при учете только рассеяния первого порядка.

**б. Туманность большого оптического радиуса.** Если оптический радиус туманности очень велик, то ее внешние слои могут считаться плоскими. В этом случае коэффициент отражения туманности дается известной формулой для полубесконечной среды

$$\rho(\eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi} , \quad (41)$$

где  $\varphi(\eta)$  - функция, определяемая уравнением

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\xi)}{\eta + \xi} d\xi . \quad (42)$$

Нетрудно убедиться, что из полученных выше уравнений (4) и (6) вытекают уравнения (41) и (42) при  $x \rightarrow \infty$ .

При  $x \gg 1$  могут быть найдены асимптотические формулы для функций  $\rho(x, \eta, \zeta)$  и  $w(x, \eta)$  (тем более точные, чем больше  $x$ ). Асимптотическое выражение для  $\rho(x, \eta, \zeta)$  уже было получено в нашей статье [12]. Подставляя его в формулу (3), находим следующее асимптотическое выражение для функции  $w(x, \eta)$ :

$$w(x, \eta) = \varphi(\eta) - 2f(x) u_0 \eta u(\eta) + \frac{\eta}{x} [\eta \varphi'(\eta) - \frac{1}{2}(1 - \eta^2) \varphi''(\eta)] + e^{-2x\eta} \left\{ \omega(\eta) + 2f(x) u_0 \eta v(\eta) - \frac{\eta}{x} [\eta \omega'(\eta) - \frac{1}{2}(1 - \eta^2) \omega''(\eta)] \right\}, \quad (43)$$

где

$$f(x) = \frac{M}{e^{2kx} - N}, \quad (44)$$

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \quad v(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\omega(\eta)}{1 + k\eta}, \quad (45)$$

и функция  $\omega(\eta)$  связана с  $\varphi(\eta)$  соотношением

$$\omega(\eta) \varphi(\eta) \left( 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right) = 1. \quad (46)$$

Из формулы (43) видно, что знание функции  $\omega(\eta)$  важно только при малых  $\eta$ , так как множитель  $e^{-2x\eta}$  быстро убывает с возрастанием  $\eta$ . Входящие в формулу (43) величины  $k, M, N, u_0$  представляют собой известные в теории рассеяния света постоянные (см. [12]).

Таким образом, для определения функции  $w(x, \eta)$  мы имеем уравнение (7), а также асимптотические формулы (32) (при  $x \ll 1$ ) и (43) (при  $x \gg 1$ ).

Аналогичным образом может быть получено и асимптотическое выражение для альбедо туманности, определяемого формулой (14). Подставляя асимптотику для  $\rho(x, \eta, \zeta)$  в эту формулу, имеем

\* Пользуясь случаем, отметим следующие опечатки в формулах (46) - (48): под знаком оператора  $R$  вместо величин  $a_1, b_1, c_1$  должны быть введены  $a, b, c$ .

$$\begin{aligned}
A(x, \xi) = & 1 - \varphi(\xi) \sqrt{1-\lambda} - 2f(x) u_1 u(\xi) + \frac{\lambda}{2x} \varphi_1 \varphi(\xi) + \\
& + \frac{1}{x} [(1-2\xi^2) \varphi'(\xi) + \frac{\xi}{2} (1-\xi^2) \varphi''(\xi)] \sqrt{1-\lambda} - \\
& - e^{-2x\xi} \left\{ 1 - \omega(\xi) \sqrt{1-\lambda} - 2f(x) u_1 v(\xi) + \frac{\lambda}{2x} \varphi_1 \omega(\xi) - \right. \\
& \left. \left[ -\frac{1}{x} [(1-2\xi^2) \omega'(\xi) + \frac{\xi}{2} (1-\xi^2) \omega''(\xi)] \sqrt{1-\lambda} \right] \right\}, \quad (47)
\end{aligned}$$

где  $\varphi_1$  и  $u_1$  - первые моменты функций  $\varphi(\eta)$  и  $u(\eta)$  соответственно.

Пользуясь выражением (47), можно найти и асимптотику для светимости туманности  $L(x)$  при любом положении звезды. Для этого надо подставить выражение (47) в формулу (17), а в двух рассмотренных выше частных случаях - в формулы (18) и (20).

Если звезда находится на границе туманности, то, подставляя (47) в (18), для светимости туманности получаем

$$L(x) = \frac{1}{2} L_0 \left[ 1 - \varphi_0 \sqrt{1-\lambda} - 2f(x) u_0 u_1 + \frac{2\varphi_1 - 1}{2x} \right]. \quad (48)$$

Если же звезда расположена на большом расстоянии от туманности, т.е. при  $r_1 \gg r$ , то подстановка (47) в (20) дает

$$L(x) = \frac{1}{4} \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 L_0 \left[ 1 - 2\varphi_1 \sqrt{1-\lambda} - 4f(x) u_1^2 + \frac{\lambda \varphi_1^2}{x} \right]. \quad (49)$$

Формулы (48) и (49), определяющие светимость туманности большого оптического радиуса, легко приводятся к виду, который был дан им в работах [14] и [12].

В случае расположения звезды в центре туманности асимптотические формулы для интенсивности излучения, выходящего из туманности, и для ее светимости были получены недавно в нашей работе [13].

В заключение заметим, что в дальнейшем мы предполагаем дать таблицы значений функции  $w(x, \eta)$ , найденных путем решения уравнения (6), и таблицы других величин, определенных по приведенным выше формулам.

## LIGHT SCATTERING IN A SPHERICAL NEBULA

A.K.KOLESOV, V.V.SOBOLEV

A nebula is assumed to be a homogeneous sphere in which processes of radiation scattering and true absorption take place. A function  $w(x, \eta)$  which is a generalization of Ambartsumian's functions  $\varphi(x, \eta)$  and  $\psi(x, \eta)$  in the case of the sphere is introduced and investigated. An integral equation determining the function  $w(x, \eta)$  is obtained. The light reflection coefficient and the albedo of the sphere are expressed in terms of this function. A knowledge of the albedo permits to find the nebula luminosity under any assumptions about a distance of the illuminating star from the nebula. The intensity of radiation emerging from a nebula with a central star and the nebula luminosity are also expressed in terms of the function  $w(x, \eta)$ . The cases of a nebula of a small optical radius and that of a large are considered separately.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
2. S.Chandrasekhar, Radlat. Transfer. Oxford, 1950 (русск. пер. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
3. В.В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
4. R.E. Bellman, R.E. Kalaba, G.M. Wing, J.Math.Mech., 8, 575, 1956.
5. P.V. Bailey, J.Math.Anal.Appl., 8, 144, 1964.
6. P.V. Bailey, G.M. Wing, J.Math., Anal. Appl., 8, 177, 1964.
7. R.E. Bellman, R.E. Kalaba, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 54, 1293, 1965.
8. R.E. Bellman, H. H. Kagiwada, R.E. Kalaba, J. Comp. Phys., 1, 245, 1966.
9. G.V. Rybicki, J. Comp. Phys., 6, 131, 1971.
10. R.E. Bellman, H. H. Kagiwada, R.E. Kalaba, S. Ueno, J. Math. Phys., 9, 909, 1968.
11. S. Ueno, H. Kagiwada, R. Kalaba, J. Math. Phys., 12, 1279, 1971.
12. А.К. Колесов, В.В. Соболев, Астрофизика, 32, 277, 1990.
13. А.К. Колесов, В.В. Соболев, Астрофизика, 33, 235, 1990.
14. H.C. van de Hulst, Astron. and Astrophys., 173, 115, 1987.

УДК 524.3-852-735

## ГЕНЕРАЦИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ RR ЛИРЫ

С.М.АНДРИЕВСКИЙ, И.А.МАТВЕЕВ

Поступила 27 марта 1991  
Принята к печати 5 мая 1991

Выполнена численная оценка потока мягкого рентгеновского излучения (диапазон 0.1-0.2 кэВ), генерируемого за фронтом ударной волны во внешних слоях атмосферы пульсирующей звезды RR Лиры. Показано, что разогрев электронного газа до высокой температуры возможен за счет передачи электронам энергии не только протонов, но и ионов гелия, начальная температура которых на вязком скачке значительно выше температуры протонов. Изменение температур различных составляющих плазмы определялось путем решения системы уравнений, описывающих процессы обмена энергией между частицами за фронтом ударной волны. Полученное значение параметра  $R_x = 8 \cdot 10^{-8}$  ( $R_x \equiv F_x / \sigma T_e n^4$ ) свидетельствует о том, что звезды типа RR Лиры могут быть рентгеновскими источниками.

*1. Введение.* С теоретической точки зрения генерацию мягкого рентгеновского излучения в атмосфере пульсирующей звезды впервые рассмотрели Бейгман и Степанов [1]. В этой работе предполагалось, что рентгеновские кванты возникают при возбуждении многозарядных ионов электронным ударом и последующих спонтанных переходах за фронтом ударной волны (УВ). Этот процесс становится эффективным, начиная с температур  $T_e \approx 10^5$  К. Авторами сделаны численные оценки излучаемой энергии на примере звезды RR Лиры, у которой достоверно зарегистрированы спектральные проявления УВ, проходящей с высокой скоростью в верхних слоях звездной атмосферы.

При получении численных оценок было принято значение  $T_e = 3 \cdot 10^5$  К, которое соответствует скорости УВ  $D=170$  км/с (см. соотношение (4) из работы [1]).

Спектральные наблюдения RR Лиры не подтверждают такого высокого значения скорости. Климишин [2], описывая процесс движения УВ через атмосферу RR Лиры, приходит к выводу, что максимальная наблюдаемая скорость достигает 100 км/с. Это значение скорости с учетом соотношения (4) из [1] приводит к электронной температуре  $T_e = 10^5$  К. Кроме этого, использованное авторами соотношение, связывающее температуру за фронтом УВ с ее скоростью, не учитывает потери нагретого газа на излучение. В [2] показано, что ре-

комбинационное излучение приводит к уменьшению реальной температуры за фронтом сильной УВ. Роль такого охлаждающего фактора возрастет при выходе УВ в область с низкой поглощательной способностью, какой является внешняя область звездной атмосферы.

Покажем, что газ за фронтом УВ может разогреться до температур, достаточных для генерации заметного рентгеновского излучения, при скорости УВ, близкой к 100 км/с.

**2. Основные уравнения.** На фронте УВ происходит передача кинетической энергии тяжелым частицам. При этом их температура пропорциональна скорости движения УВ и массе частиц. Вслед за этим происходит перераспределение энергии между тяжелыми частицами и электронами и, как следствие, нагрев электронного газа. Для чисто водородной плазмы начальная температура протонов на фронте УВ (скорость 100 км/с) составляет

$$T_{po} = \frac{3 m_p D^2}{16k} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ К} . \quad (1)$$

Учитывая основные результаты работ [3,4], в которых рассмотрен случай УВ в водороде, можно сделать вывод, что максимальная электронная температура за фронтом будет в 2-3 раза ниже  $T_{po}$ . Следовательно, только один механизм передачи энергии от протонов электронам в водородной плазме не способен обеспечить достаточно сильный нагрев электронного газа.

Определяющее значение должно иметь то обстоятельство, что звездные атмосферы помимо водорода содержат гелий, атомная масса которого в четыре раза превышает атомную массу водорода. Соответственно этому, начальная температура частиц гелия будет существенно выше температуры протонов. Можно предположить дополнительный разогрев электронов в результате их взаимодействия с протонами и "горячими" ионами гелия.

Для правильного описания кинетики процессов за фронтом УВ, распространяющейся в водородной плазме с примесью гелия, необходимо решить систему уравнений, определяющих изменение электронной концентрации  $n_e$ , концентрации протонов  $n_p$ , ионов гелия  $\text{He}^+$ ,  $\alpha$ -частиц, нейтральных атомов He и H, а также изменение температур электронов и ионов. В целом эта проблема становится труднообозримой. Естественно сделать упрощающие предположения.

Ионизация газа перед фронтом сильной УВ может быть полной. Начальные значения концентраций  $n(\text{H}^0)$ ,  $n(\text{He}^0)$  и  $n(\text{He}^+)$  близки к нулю. В газодинамический разрыв втекает плазма, состоящая из электронов, протонов и  $\alpha$ -частиц. За время обмена энергией между тяжелыми и легкими частицами (характерное время этого процесса  $\tau_{ie} \sim T_e^{3/2} / n_e$ ) электронная и ионная концентрации меняются незначительно (характерное время рекомбинации  $\tau_r \sim (\sum_i C_i n_e)^{-1}$ , где  $\sum_i C_i \approx 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ ).

Таким образом, при описании зоны обмена энергией уравнения, учитывающие изменение  $n_e, n_p, n_\alpha, n(\text{He}^+), n(\text{He}^0), n(\text{H}^0)$ , можно опустить. Запишем оставшиеся уравнения, определяющие изменение температур электронов, протонов и  $\alpha$ -частиц:

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} &= \frac{32\sqrt{\pi}}{3} \left[ n_\alpha \frac{m_e}{m_\alpha} \frac{T_\alpha - T_e}{\left(\frac{2kT_e}{m_e}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_e}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_\alpha}{Ze^2} l_D\right) + \right. \\ &\quad \left. + n_p \frac{m_e}{m_p} \frac{T_p - T_e}{\left(\frac{2kT_e}{m_e}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_e}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_p}{Ze^2} l_D\right) \right], \\ \frac{dT_p}{dt} &= \frac{32\sqrt{\pi}}{3} \left[ n_\alpha \frac{m_p}{m_\alpha} \frac{T_\alpha - T_p}{\left(\frac{2kT_p}{m_p} + \frac{2kT_\alpha}{m_\alpha}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_p}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_\alpha}{Ze^2} l_D\right) - \right. \\ &\quad \left. - n_e \frac{m_e}{m_p} \frac{T_p - T_e}{\left(\frac{2kT_e}{m_e}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_e}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_p}{Ze^2} l_D\right) \right], \\ \frac{dT_\alpha}{dt} &= -\frac{32\sqrt{\pi}}{3} \left[ n_p \frac{m_p}{m_\alpha} \frac{T_\alpha - T_p}{\left(\frac{2kT_p}{m_p} + \frac{2kT_\alpha}{m_\alpha}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_p}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_\alpha}{Ze^2} l_D\right) + \right. \\ &\quad \left. + n_e \frac{m_e}{m_\alpha} \frac{T_\alpha - T_e}{\left(\frac{2kT_e}{m_e}\right)^{3/2}} \left(\frac{Ze^2}{m_e}\right)^2 \ln\left(\frac{kT_\alpha}{Ze^2} l_D\right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $m_e, m_p$  и  $m_\alpha$  - масса электрона, протона и  $\alpha$ -частицы соответственно,  $Z$ -заряд иона,  $l_D$ -полная дебаевская длина, определяемая соотношением [5]:

$$\frac{1}{l_D^2} = \left( \frac{4n_\alpha}{T_\alpha} + \frac{n_p}{T_p} + \frac{n_e}{T_e} \right) \frac{4\pi e^2}{k}. \quad (3)$$

Отдельные члены в уравнениях системы (2) характеризуют передачу энергии  $\alpha$ -частиц протонам и электронам и передачу энергии протонов элект-

тронам. Первое уравнение должно быть дополнено слагаемым, учитывающим энергетические потери электронного газа вследствие теплопроводности. Изменение температуры электронов за счет этого механизма:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\chi_e \frac{d^2 T_e}{dx^2}, \quad (4)$$

где  $\chi_e$  - коэффициент электронной температуропроводности, который зависит от длины свободного пробега электронов и тепловой скорости:

$$\chi_e = \frac{l_e \bar{u}_e}{3}. \quad (5)$$

Длина свободного пробега связана с сечением столкновений [6]:

$$l_e \approx (n_e \sigma_e)^{-1} = 1.7 \cdot 10^5 T_e^2 / (n_e \ln \Lambda), \quad (6)$$

$\ln \Lambda$  - кулоновский логарифм.

Решение самосогласованной задачи о распределении температуры за фронтом УВ и в зоне прогресса (с учетом теплопроводности) осложнено необходимостью учета многокомпонентности плазмы. Поэтому мы ограничимся численной оценкой второй производной в соотношении (4). Для этого необходимо знать характерный масштаб процесса теплопроводности, а также температуру перед фронтом УВ. Основываясь на результатах исследований структуры сильных УВ [6], можно сказать, что температура газа непосредственно перед фронтом будет одного порядка со значением температуры за фронтом УВ. Характерный масштаб, на котором разыгрывается процесс электронной теплопроводности, составляет:

$$x \sim \frac{\chi_e}{D}. \quad (7)$$

Учитывая (5), (6), (7), найдем, что для температур порядка  $10^5$  К величина  $x$  достигает  $10^3 - 10^4$  см.

**3. Результаты численного анализа.** Система уравнений (2) с учетом (4) решена численно для следующих начальных условий: полная концентрация тяжелых частиц плазмы  $n = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , относительное содержание водорода  $X = 0.66$ , относительное содержание гелия  $Y = 0.33$ . Соответствующая этому концентрация протонов  $n_p = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , концентрация  $\alpha$ -частиц  $n_{\alpha} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Электронная концентрация определяется соотношении-

ем:

$$n_e = n_p + 2 n_\alpha . \quad (8)$$

Начальные значения температур протонов и  $\alpha$ -частиц могут быть найдены из (1). Электронная температура на вязком скачке повышается, в основном, вследствие адиабатического сжатия электронного газа. При расчетах было принято значение  $T_{e0} = 10^5$  К.

Электронная теплопроводность является эффективным источником энергетических потерь электронного газа лишь в течение промежутка времени  $\Delta t$ , который определяется как время, за которое УВ пройдет расстояние, соизмеримое с длиной свободного пробега электронов. По истечении этого промежутка времени (в нашем случае было принято  $\Delta t = 10^{-3}$  с) изменение температуры электронного газа определяется только взаимодействием частиц.

На рис. 1 показано изменение температур различных составляющих плазмы после прохождения фронта УВ через заданную точку. Быстрее всего происходит выравнивание температур протонов и  $\alpha$ -частиц, что связано с близкими

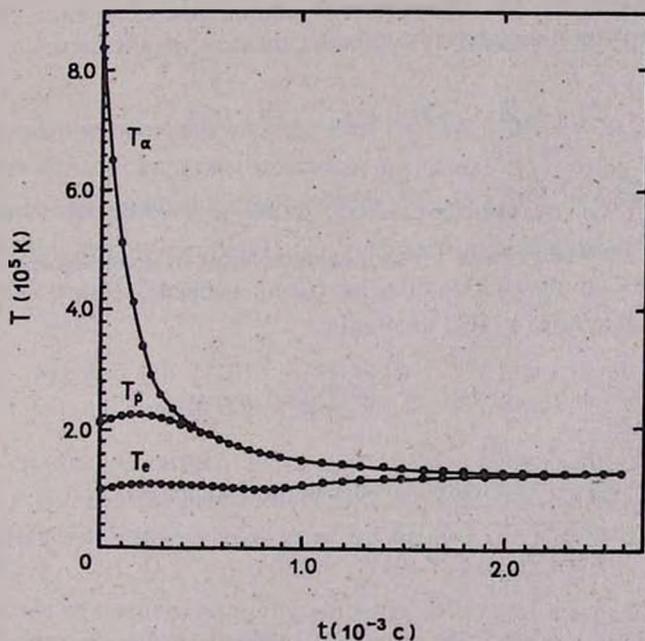


Рис.1. Изменение температуры электронов, протонов и  $\alpha$ -частиц за фронтом УВ.

значениями масс этих частиц. Время выравнивания температур электронов и ионов составляет  $2 \cdot 10^{-3}$  с. Максимальное значение электронной температуры  $T_{e \max}$  близко к  $1.3 \cdot 10^5$  К.

Отметим, что аналитическое выражение для температуры газа за фронтом УВ имеет вид [2]:

$$T_{\infty} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu D^2}{R}, \quad (9)$$

$\mu$ -средний молекулярный вес газа,  $R$ -газовая постоянная.

Соотношение (9) определяет температуру газа в "бесконечно" удаленной точке за фронтом. Физически  $T_{\infty}$  есть характерная температура зоны рекомбинационной релаксации. При  $\gamma = 5/3$ ,  $D=100$  км/с и  $\mu=0.6$  имеем  $T_{\infty} \approx 1.4 \cdot 10^5$  К. Это значение близко к равновесной температуре газа в начале зоны высвечивания, что свидетельствует о правильности проведенных расчетов. Полученное значение  $T_{e \max}$  можно использовать для последующей приближенной оценки пределов изменения  $T_e$  в зоне рекомбинационной релаксации. Падение электронной температуры после выравнивания является следствием процессов рекомбинации и тормозного излучения. При температуре ниже  $10^6$  К основную роль играет рекомбинационное излучение. При этом изменение электронной температуры можно описать уравнением:

$$\frac{dT_e}{dt} \approx -T_e \left( n_p \sum_i C_i(H) + n_{\alpha} \sum_i C_i(He) \right). \quad (10)$$

Здесь  $\sum_i C_i(H)$  и  $\sum_i C_i(He)$  - суммарные коэффициенты рекомбинации для водорода и иона гелия в водородоподобном приближении. Так как  $n_p > n_{\alpha}$ , вторым слагаемым в скобках можно пренебречь.

Разделяя переменные в (10), получим:

$$T_e(t) = T_{e \max} \cdot \exp \left( -t n_p \sum_i C_i(H) \right). \quad (11)$$

Характерное время изменения электронной температуры:

$$\tau_r = \left( n_p \sum_i C_i(H) \right)^{-1} \approx 20 \text{ с}. \quad (12)$$

При получении оценки  $\tau_r$  принято  $\sum_i C_i(H) = 6.0 \cdot 10^{-14}$  см<sup>3</sup>/с. Через 20 с электронная температура достигнет значения  $T_{e \min} = 5 \cdot 10^4$  К. За это время

УВ проходит расстояние  $2 \cdot 10^9$  см. Предполагая скорость УВ неизменной, можно перейти от зависимости  $T_e(t)$  к пространственному распределению температуры  $T_e(h)$ .

Таким образом, за фронтом УВ возникнет нагретая до высокой температуры область, которая может стать источником рентгеновского излучения. Важный механизм генерации такого излучения - ударное возбуждение многозарядных ионов, линии которых попадают в соответствующую спектральную область.

Перед фронтом УВ многозарядных ионов нет: фотоионизация нейтральных атомов металлов рекомбинационным излучением водорода и гелия, выходящим из-за фронта, недостаточно эффективна. Многозарядные ионы должны отсутствовать и в зоне обмена энергией между ионами и электронами: ударная ионизация атомов быстрыми электронами определяется характерным временем, превышающим характерное время выравнивания температур электронов и ионов. Очевидно, что необходимое количество многозарядных ионов появится уже после установления равновесной температуры.

Для оценки потока, излучаемого в линиях при спонтанных переходах, воспользуемся соотношением, учитывающим столкновительный характер заселения возбужденного уровня иона:

$$F_x = \sum_{i,k} h \nu_{ik} \int P_i(T_e(h)) n_k n_e dh \quad (13)$$

Суммирование производится по всем спектральным линиям многозарядных ионов, которые попадают в заданный интервал:  $h \nu_{ik}$  - энергия, излучаемая в частотах  $i$ -той линии  $k$ -го иона,  $n_k$  - концентрация ионов  $k$ -го сорта,  $n_e$  - электронная концентрация,  $P_i(T_e(h))$  - скорость ударного возбуждения, задаваемая выражением [7]:

$$P_i(T_e) = 1.7 \cdot 10^{-3} \frac{f_i}{T_e^{1/2} W} 10^{-5040 W / T_e} P(W/kT_e) \quad (14)$$

где  $f_i$  - сила осциллятора,  $W$  - энергия возбуждения в эВ;  $P(W/kT_e)$  табулирована в [7]. Необходимая информация о некоторых линиях многозарядных ионов, расположенных в спектральном интервале 60-200 А (0.06-0.20 кэВ), дана в табл. 1.

Исходя из температурного распределения  $T_e(h)$  и используя соотношение (13), можно определить скорость возбуждения для каждой линии. Концентрации многозарядных ионов определены по таблицам [8] в зависимости от температуры. Подставляя все необходимые величины в уравнение (13) и учитывая дефицит металлов, присущий пульсирующим звездам типа RR Ли-

ры (содержание металлов на порядок ниже солнечного [9]), получим поток, излучаемый с единицы поверхности нагретой области в направлении наблюдателя. В диапазоне энергий 0.1-0.2 кэВ поток составляет приблизительно  $8.5 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>2</sup> с. Основной вклад в поток дают линии Si V 96.4 А и Si V 97.1 А. В области больших длин волн (0.06-0.1 кэВ) поток достигает значения  $1 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>2</sup> с.

Чтобы оценить величину непрерывной рентгеновской эмиссии, воспользуемся выражением для излучательной способности при свободн-свободных переходах и рекомбинациях. Для простоты учтем лишь тормозное излучение электрона в поле протона и рекомбинационное излучение He. Тогда:

Таблица 1

## НЕКОТОРЫЕ ЛИНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

$\lambda$ , А	Элемент	Энергия перехода, эВ	Сила осциллятора
60.2	S VII	206	0.16
60.8	S VII	203	1.40
61.5	S VII	200	0.0045
72.0	S VII	172	0.17
72.7	S VII	170	0.036
96.4	Si V	129	0.20
97.1	Si V	127	0.84
98.2	Si V	126	0.0038
117.9	Si V	105	0.19
119.0	Si V	103	0.021
142.6	Ne V	87	0.20
143.3	Ne V	87	0.61
162.6	N V	76	0.067
173.9	Ne V	71	0.063
191.5	S VI	65	0.028

$$F'_x = \int \int_{\nu} n_e [n_p \frac{2^5 \pi^2}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{1/2} g_{\nu} +$$

$$+ n_{\alpha} \frac{2^7 \pi^4}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{3/2} \sum_i \frac{g_{i\nu}}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_c}}] e^{-\frac{h\nu}{kT_c}} d\nu dh, \quad (15)$$

$g_{\nu}$  и  $g_{i\nu}$  - фактор Гаунта для свободно-свободных и связанно-свободных переходов соответственно,  $\chi_i$  - энергии ионизации с  $i$  - го уровня. Используя соотношение (15) и значение протяженности зоны рекомбинационной релаксации, найдем  $F_x' \approx 7 \cdot 10^2$  эрг/см<sup>2</sup> с для области 0.1-0.2 кэВ.

Удобно ввести параметр  $R_x$ , характеризующий рентгеновскую активность объекта и равный отношению его рентгеновской светимости к болометрической  $\sigma T_{eff}^4$ . Для наиболее ярких в рентгеновском диапазоне звезд  $R_x \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  [9]. Для спокойного Солнца характерно значение  $R_x \sim 10^{-7}$  [7]. В нашем случае параметр  $R_x$  достигает значения  $8 \cdot 10^{-8}$  в диапазоне энергий 0.1-0.2 кэВ, если принять для RR Лиры  $T_{eff} = 6800K$ .

4. *Заключение.* Таким образом, звезды типа RR Лиры могут являться источником мягкого рентгеновского излучения. Промежуто  $\kappa$  времени, в течение которого излучаются рентгеновские кванты, определяется высотой однородной атмосферы и скоростью движения УВ:

$$t = \frac{H_{eff}}{D} \quad (16)$$

Здесь  $H_{eff}$  - эффективная высота однородной атмосферы, которая отражает нестационарность оболочки пульсирующей звезды. Согласно [2]  $H_{eff}$  почти на порядок превышает высоту однородной невозмущенной атмосферы. Для RR Лиры  $H_{eff} \approx 4 \cdot 10^9$  см, а соотношение (16) дает  $t = 4 \cdot 10^2$  с. Полученное значение характерного времени излучения рентгеновских квантов на два порядка меньше периода пульсации RR Лиры. Следовательно, мы имеем дело со своеобразной "вспышечной" активностью. Зная расстояние до RR Лиры ( $r = 8 \cdot 10^{20}$  см), радиус звезды ( $R = 4.6 \cdot 10^{11}$  см) и рентгеновский поток, излучаемый звездной поверхностью, определим поток у поверхности Земли  $f_x \approx 3 \cdot 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup> с.

Одесский государственный университет

## GENERATION OF SOFT X-RAY RADIATION IN THE ATMOSPHERE OF RR LYRAE

S.M.ANDRIEVSKY, I.A.MATVEEV

A numerical estimation has been made of a flow of X-ray radiation in the

range of 0.1-0.2 keV generated behind the front of the shock wave in the outer layers of the atmosphere of the pulsating RR Lyrae star. It is shown that the heating of electron gas up to a high temperature is possible due to the energy transmitted to the electrons not only from protons but also from ions of helium the initial temperature of which in viscous jump is considerably higher than that of protons. The variation of temperatures of different components of plasma has been determined by solving the system of equations describing the processes of energy exchange between the particles behind the front of the shock wave. The parameter value  $R_x = 8 \cdot 10^{-8}$  ( $R_x = F_x / \sigma T_{eff}^4$ ) obtained testifies to the fact that RR Lyrae type stars may be X-ray sources.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.Л.Бейгман, А.Е.Степанов, Письма в Астрофиз.ж., 7, 172, 1981.
2. И.А.Климшин, Ударные волны в оболочках звезд, Наука, М., 1984.
3. В.Г.Горбачкий, Астрофиз.ж., 38, 256, 1961.
4. Г.А.Гарбузов, С.М.Андриевский, Астрофизика, 25, 251, 1986.
5. И.Шкировский, Т.Джонстон, М.Бачинский, Кинетика частиц плазмы, Атомиздат, М., 1969.
6. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматгиз, М., 1963.
7. К.У.Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
8. С. Jordan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 142, 501, 1969.
9. В.Страйжис, Звезды с дефицитом металлов, Изд. Мокслас, Вильнюс, 1982.
10. Г.А.Гурзadyн, Звездные хромосферы, Наука, М., 1984.

УДК 524.354.6:531.51

## МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ОБОБЩЕННОЙ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

М. Р. АВАКЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН

Поступила 16 июля 1991  
Принята к печати 25 июля 1991

Исследованы модели сверхплотных небесных тел в рамках биметрической теории с переменной гравитационной постоянной. По сравнению с аналогичными выводами ОТО разница пренебрежимо мала для белых карликов и заметна для нейтронных звезд, если безразмерный параметр теории  $|\xi| \ll 100$ . В случае  $-3/7 < \xi < 0$  возможно существование статических, сверхплотных и сверхмассивных конфигураций.

Среди неэйнштейновских вариантов теории гравитации выделяются скалярно-тензорные [1-7] и биметрические [7-10] теории, до недавнего времени существовавшие независимо друг от друга. В [11-14] была предложена комбинированная скалярно-тензорно-биметрическая теория (СТБТ), в которой гипотеза Дирака [15,16] о переменной гравитационной постоянной сочетается с биметрической формулировкой ОТО [8,17]. По замыслу СТБТ должна была выгодно отличаться от отдельно взятых скалярно-тензорных и биметрических теорий. Ожидания в известной степени оправдались [11-13]. В скалярно-тензорных теориях без фоновой метрики (теория Йордана-Бранса-Дикке [1-3] и др.) согласие с данными наблюдений в солнечной системе имеется при  $|\xi| \geq 500$  [7] ( $\xi$  безразмерный параметр теории), а в СТБТ - при значительно более слабом условии [11,12]

$$|\xi| \gg 4 \cdot 10^{-6}. \quad (1)$$

Это связано с тем, что в слабом и умеренном гравитационных полях СТБТ отличается от ОТО меньше, чем каждая из теорий, лежащих в ее основе. Поляризация слабой гравитационной волны в СТБТ такая же, что и в ОТО, тогда как, например, в биметрической теории Розена [7-9] такого совпадения нет. Отличия между СТБТ и ОТО могут проявляться только в сильных гравитационных полях (нейтронные звезды, тесные двойные системы, космологические модели). В настоящей работе исследованы статические сферически-симмет-

ричные звездные конфигурации из вырожденного сверхплотного вещества в рамках наипростейшего варианта СТБТ - обобщенной биметрической теории (ОБТ) [11,12]. Действие гравитирующих масс в ОБТ определяется выражением

$$S = \frac{1}{c} \int \left( -\frac{1}{2} \varphi \Lambda_g + \frac{1}{2} \zeta g^{ik} \frac{\varphi_i \varphi_k}{\varphi} + L_m \right) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2)$$

где  $\varphi$  - динамическое скалярное поле,  $\varphi_i = \partial \varphi / \partial x^i$ ,  $L_m$  - плотность лагранжiana материи и негравитационных полей,

$$\Lambda_g = g^{ik} (\bar{\Gamma}^i_l \bar{\Gamma}^k_n - \bar{\Gamma}^i_k \bar{\Gamma}^l_n), \quad \bar{\Gamma}^i_k = \Gamma^i_k - \check{\Gamma}^i_k. \quad (3)$$

$\bar{\Gamma}^i_{ik}$  - тензор аффинной деформации,  $\Gamma^i_{ik}$  и  $\check{\Gamma}^i_{ik}$  - символы Кристоффеля, соответствующие  $g_{ik}$  (метрика фонового плоского пространства - времени) и  $\gamma_{ik}$  (метрика фонового плоского пространства - времени). В случае скалярно-тензорных теорий [1-7] в (2) вместо  $\Lambda_g$  фигурирует скалярная кривизна пространства - времени

$$R = \Lambda_g + W^i_{;i} \quad W^i = g^{mn} \bar{\Gamma}^i_{mn} - g^{in} \bar{\Gamma}^m_{nm}. \quad (4)$$

Из-за переменности  $\varphi$  уравнения гравитационного поля, соответствующие (2), (3) (см. [11,12]), существенно отличаются от уравнений теории Йордана-Бранса-Дикке [1-3].

Для статических сферически - симметричных звездных конфигураций удобно выбрать сферическую систему координат с началом в центре небесного тела. В этом случае квадрат интервала плоского пространства - времени

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5)$$

а соответствующий ему квадрат интервала искривленного пространства - времени

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - e^\mu r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (6)$$

Здесь  $\nu$ ,  $\lambda$  и  $\mu$  - функции радиальной координаты  $r$ , стремящиеся к нулю на бесконечности. Необходимо иметь также уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$  вырожденного сверхплотного вещества [4,6,18] ( $\rho c^2$  - плотность энергии, а  $P$  - давление материи). Зависимость  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\varphi$  и  $P$  от  $r$  определяется численным

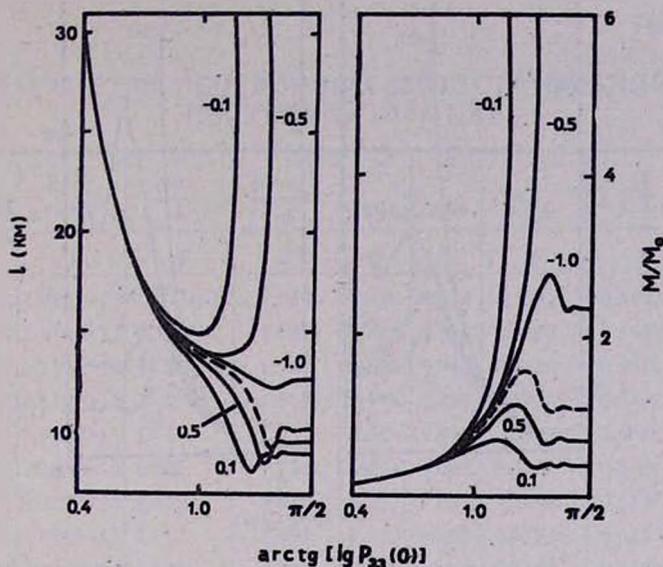


Рис. 1. Истинный радиус  $l$  и масса  $M$  нейтронной звезды в зависимости от центрального давления  $P(0)$ . Рядом с кривыми указаны значения параметра  $\xi$ ,  $P_{33} = P / 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ . Пунктирные кривые соответствуют результатам ОТО ( $\xi = \infty$ ). Уравнение состояния [4].

интегрированием уравнений поля внутри небесного тела и последующей сшивкой  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  и  $\varphi$  с внешним аналитическим решением. Уравнения поля и внешние решения приведены в [11,12]. Заметим только, что

$$\mu(r) = \lambda(r) \tag{7}$$

как внутри, так и вне небесного тела. В [11,12] это равенство выведено непосредственно из уравнений поля. Однако проще воспользоваться уравнением [14]

$$(\varphi_l \tilde{g}^{lk} - \varphi_l \tilde{g}^{lk})_{|k} = 0, \quad \tilde{g}^{lk} = \sqrt{-g} g^{lk}, \tag{8}$$

где вертикальная черта означает операцию ковариантного дифференцирования по метрике  $\gamma_{ik}$ . В ОТО (8) удовлетворяется тождественно, поскольку

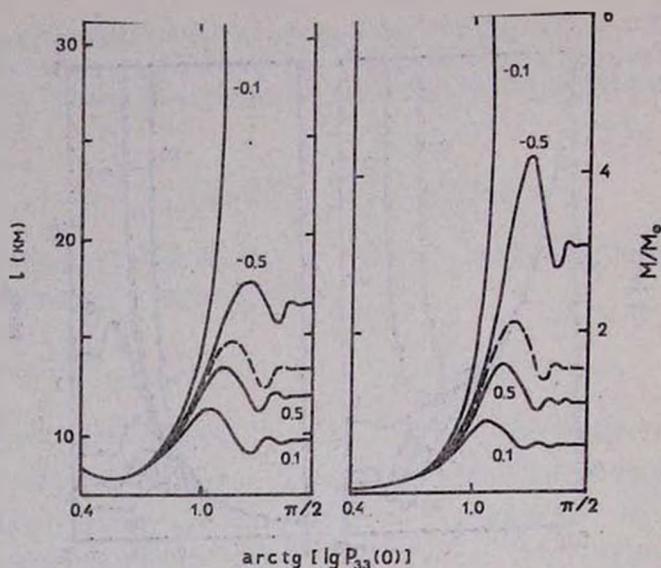


Рис.2. Те же кривые, что и на рис. 1, для уравнения состояния [18].

$$\varphi = c \sqrt[4]{8\pi G_0} = \text{const}, \quad (9)$$

$G_0$  - ньютонская гравитационная постоянная. В нашем случае из-за переменности  $\varphi$  (8) имеет нетривиальное решение (7).

После задания значений  $\xi$  и давления  $P(0)$  в центре конфигурации величины  $\nu(0)$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\varphi(0)$  и тяготеющая масса

$$M = \int (\rho + \frac{3P}{c^2}) \sqrt{-g} d^3x \quad (10)$$

определяются условиями сшивки внутреннего и внешнего решений на поверхности небесного тела  $r = r_1$ , где  $P(r_1) = 0$ . Формула (10) для полной массы постоянного гравитационного поля и материи, выведенная Толменом [19] в рамках ОТО, справедлива также в СТБТ [11,12,20]. Параметры конфигурации ( $M$ , число барионов  $N$ , истинный радиус  $l$  и др.) образуют двухпараметрическое семейство решений, определяемое  $\xi$  и  $P(0)$ . На рис. 1 и 2 приведены кривые зависимости истинного радиуса

$$l = \int_0^{r_1} e^{\lambda/2} dr \quad (11)$$

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ГАЗА [18]

$\xi$	$P(0)$ (эрг·см <sup>-3</sup> )	$\rho(0)$ (г·см <sup>-3</sup> )	$\frac{G(0)}{G_0}$	$\frac{G(r_1)}{G_0}$	$r_1$ (км)	$l$ (км)	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{N}{N_\odot}$	$\alpha$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0.1	1.000E+44	3.450E+23	7.474E+03	1.759	6.820	9.814	0.5851	0.5913	0.2371
	1.563E+39	5.618E+18	72.10	1.759	6.824	9.818	0.5857	0.5921	0.2370
	4.906E+38	1.777E+18	44.81	1.757	6.824	9.813	0.5848	0.5910	0.2368
	7.765E+37	2.870E+17	21.23	1.768	6.795	9.777	0.5834	0.5893	0.2385
	1.910E+37	7.067E+16	12.17	1.755	6.880	9.877	0.5973	0.6060	0.2347
	3.333E+36	1.260E+16	6.006	1.729	6.741	9.542	0.5532	0.5534	0.2381
	9.563E+35	3.842E+15	3.878	1.911	6.350	9.069	0.5452	0.5441	0.2629
	3.733E+35	1.694E+15	2.812	1.953	6.752	9.632	0.6572	0.6819	0.2499
	1.786E+35	9.771E+14	2.128	1.771	7.566	10.54	0.7989	0.8594	0.2137
	9.841E+34	6.819E+14	1.682	1.531	8.382	11.23	0.8939	0.9779	0.1726
	6.008E+34	5.407E+14	1.405	1.337	8.959	11.47	0.8944	0.9789	0.1357
	2.766E+34	4.213E+14	1.146	1.127	9.189	10.83	0.6764	0.7253	8.285E-02
	1.534E+34	3.759E+14	1.058	1.051	8.701	9.688	0.4257	0.4469	5.255E-02
	9.578E+33	3.547E+14	1.026	1.022	8.118	9.725	0.2601	0.2691	3.522E-02
	6.479E+33	3.432E+14	1.013	1.011	7.710	8.105	0.1634	0.1674	2.485E-02
3.570E+33	3.332E+14	1.005	1.004	7.631	7.863	8.750E-02	8.892E-02	1.586E-02	
-5	1.000E+44	3.450E+23	1.565E-02	0.5970	7.670	16.54	3.072	3.699	0.3558
	3.394E+42	1.182E+22	3.078E-02	0.5914	7.660	16.64	3.138	3.804	0.3570
	3.267E+40	1.157E+20	7.802E-02	0.6128	7.883	16.69	3.050	3.666	0.3477
	1.563E+39	5.618E+18	0.1395	0.6116	7.562	15.88	2.796	3.273	0.3558
	4.906E+38	1.777E+18	0.1708	0.5899	7.287	15.62	2.841	3.344	0.3661
	1.910E+37	7.067E+16	0.2883	0.5164	7.139	16.49	3.743	4.832	0.3803
	3.333E+36	1.260E+16	0.4061	0.5455	7.955	17.55	4.200	5.633	0.3582
	9.563E+35	3.842E+15	0.5393	0.6252	8.943	17.85	4.033	5.349	0.3203
	6.008E+34	5.407E+14	0.9198	0.9290	10.55	14.01	1.583	1.797	0.1372
	2.766E+34	4.213E+14	0.9709	0.9741	9.858	11.72	0.8531	0.9229	8.313E-02
	9.578E+33	3.547E+14	0.9948	0.9955	8.231	8.853	0.2720	0.2815	3.524E-02
	6.479E+33	3.432E+14	0.9974	0.9978	7.763	8.162	0.1670	0.1712	2.485E-02
	3.970E+33	3.332E+14	0.9989	0.9992	7.651	7.884	8.831E-02	8.975E-02	1.586E-02

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	1.677E+35	9.373E+14	0	0	∞	∞	∞	∞	0.2236
	1.669E+35	9.343E+14	3.528E-03	4.188E-03	52.16	237.8	2.899E+03	1.038E+04	0.2232
	1.603E+35	9.097E+14	3.074E-02	3.622E-02	28.67	80.65	181.6	401.9	0.2198
	9.841E+34	6.819E+14	0.3424	0.3761	14.77	23.91	7.315	9.686	0.1787
-1	6.008E+34	5.407E+14	0.6018	0.6325	12.43	17.18	2.820	3.332	0.1382
	2.766E+34	4.213E+14	0.8545	0.8687	10.41	12.47	1.020	1.112	8.331E-02
	9.578E+33	3.547E+14	0.9740	0.9775	8.309	8.941	0.2804	0.2904	3.526E-02
	6.479E+33	3.432E+14	0.9871	0.9892	7.799	8.202	0.1696	0.1739	2.486E-02
	3.970E+33	3.332E+14	0.9947	0.9960	7.664	7.898	8.885E-02	9.030E-02	1.586E-02

и массы  $M$  нейтронной звезды от центрального давления  $P(0)$  для ряда значений  $\xi$ . Используются уравнения состояния [4] (рис.1) и [18] (рис.2, табл.1). В табл.1 приведены значения "гравитационной постоянной"  $G = c^4/8\pi\rho$  в центре  $G(0)$  и на поверхности  $G(r_1)$  конфигурации, координатного радиуса  $r_1$ , полного числа барионов  $N$  и безразмерного параметра

$$\alpha = \frac{3}{M c^2} \int P \sqrt{-g} d^3x, \quad (12)$$

определяющего относительный вклад релятивистских эффектов. Результаты расчетов по ОБТ и ОТО по существу не отличаются друг от друга при  $|\xi| \geq 100$  (скалярно-тензорные теории переходят в ОТО при  $|\xi| \rightarrow \infty$ ). Отличия ничтожны также для конфигураций со слабыми и умеренными гравитационными полями (белые карлики и нейтронные звезды с  $M < M_1 \approx 0.3 M_\odot$ , если  $|\xi|$  не очень близко к нулю) и заметны для нейтронных звезд с  $M > M_1$  при  $|\xi| \ll 100$ . Наконец, в случае  $|\xi| \leq 1$  отклонения значительны. Интересна ситуация, когда уравнение

$$\xi + 2\alpha^2(P(0), \xi) = 0, \quad (13)$$

разрешимо относительно  $P(0)$ . Кривая зависимости решения этого уравнения  $P(0, \xi)$  от  $\xi$  приведена на рис.3 для уравнения состояния [18]. Решения

существуют при

$$\zeta_0 < \zeta < 0, \quad \zeta_0 = \begin{cases} -\frac{7}{8} & (a) \\ -\frac{3}{4} & (б) \end{cases} \quad (14)$$

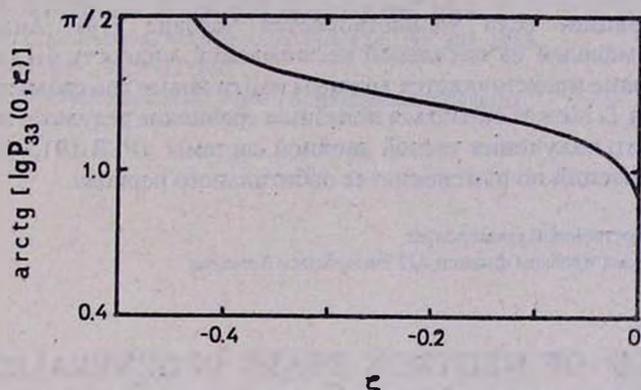


Рис.3. Те же кривые, что и на рис. 1, для уравнения состояния [18].

Случай (а) соответствует предельно жесткому уравнению состояния [4] с  $\lim_{P \rightarrow \infty} \rho c^2/P = 1$ , а случай (б) - уравнению состояния [18], учитывающему кварковую структуру адронов и свойство асимптотической свободы кварков:  $\lim_{P \rightarrow \infty} \rho c^2/P = 3 \cdot \zeta_0$  можно определить численно, но проще воспользоваться тем, что при  $\zeta < \zeta_0$  уравнения поля допускают решения с  $P(0) = \infty$ , а при  $\zeta_0 < \zeta < 0$  таких решений нет. С возрастанием центрального давления, когда  $P(0) \rightarrow P(0, \zeta)$ :

$$\varepsilon = 1 + \frac{2}{\xi} \alpha^2 (P(0), \zeta) \rightarrow 0, \quad (15)$$

имеют место аппроксимации

$$M \sim \varepsilon^{\beta - 1.5}, \quad l \sim \varepsilon^{-0.5}, \quad G(0)/G_0 \sim \varepsilon, \\ \varepsilon^{\nu(0)} \sim \varepsilon^{-\lambda(0)} \sim \varepsilon^{2\beta}; \quad \beta = \sqrt{-\xi/2}. \quad (16)$$

Они подтверждаются также результатами численных расчетов (табл.1, случай  $\xi = -0.1$ ). Как видим, ОБТ допускает возможность существования статических, сверхплотных ( $l \ll G_0 M/c^2$ ) и сверхмассивных ( $M \gg M_\odot$ ) звездных конфигураций, если удовлетворяется условие (14). Аналогичный результат для моделей из идеальной несжимаемой жидкости был получен в [12]. В этом плане представляется важным найти новые (по сравнению с (1)) ограничения на  $\xi$ . Может оказаться полезным сравнение результатов анализа гравитационного излучения тесной двойной системы (PSR 1913+16 и др.) с данными наблюдений по изменению ее орбитального периода.

Ереванский государственный университет  
Институт прикладных проблем физики АН Республики Армения

## MODELS OF NEUTRON STARS IN GENERALIZED BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION

M.R.AVAKIAN, L.SH.GRIGORIAN, A.A.SAHARIAN

Models of superdense celestial bodies are investigated in the framework of bimetric theory with a variable gravitational constant. Difference between the obtained results and those of General Relativity is negligible for white dwarfs and is noticable for neutron stars if the theory dimensionless parameter  $|\xi| \ll 100$ . Static, superdense and supermassive configurations may exist in the case  $-3/7 < \xi < 0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, Friedr. Vieweg and Sohn, 1955.
2. P.Jordan, *Z.Phys.*, 157, 112, 1959.
3. C.Brans, R.H. Dicke, *Phys.Rev.*, 124, 925, 1961.
4. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
5. С.Вайнберг, *Гравитация и космология*, Мир, М., 1975.
6. Ч.Мизнер, К.Торн, Дж. Уилер, *Гравитация*, Мир, М., 1977.
7. К.Уилл, *Теория и эксперимент в гравитационной физике*, Энергоатомиздат, М., 1985.
8. N.Rosen, *The III International School of Cosmology and Gravitation*, Erice 8-20 May, 1974., p.2
9. N.Rosen, *Ann. Phys.*, 84, 455, 1974.

10. *Н.А.Черников*, Локальная теория гравитации. Тр. II семинара ЛТФ "Гравитационная энергия и гравитационные волны." ОИЯИ Р2-90-245, Дубна, 1990, с.3.
11. *Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян*, *Астрофизика*, 31, 359, 1989.
12. *L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian*, *Astrophys. and Space Sci.*, 167, 271, 1990.
13. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, *Астрофизика*, 32, 491, 1990.
14. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, *Астрофизика*, 33, 107, 1990.
15. *Р.А.М.Драс*, *Nature*, 139, 323, 1937.
16. *Р.А.М.Драс*, *Proc. Roy. Soc. London*, A165, 199, 1938.
17. *Я.Б.Зельдович, Л.П.Гришук*, *Успехи физ. наук*, 149, 695, 1986.
18. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
19. *R.C.Tolman*, *Phys.Rev.*, 35, 875, 1930.
20. *М.Р.Авакян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян*, *Астрофизика* (в печати).

УДК: 52-862

УСТОЙЧИВОСТЬ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДИСКОВ И  
КОЛЕЦ

В.Л.ПОЛЯЧЕНКО

Поступила 31 июля 1991

Принята к печати 15 августа 1991

Рассмотрены спиральные возмущения произвольной степени закрученности в газовых и звездных дисках. В частности, получены минимальные значения запаса устойчивости Тоомре  $Q$ , гарантирующие полную устойчивость дисков, т.е. отсутствие возмущений, нарастающих даже в течение какого-то ограниченного промежутка времени. Для плоской кривой вращения соответствующие значения  $Q$  равны:  $Q = \sqrt{3}$  в газовом диске и  $Q=3$  в звездном случае. Самые неустойчивые возмущения для параметров звездного диска, типичных для солнечной окрестности Галактики, отвечают четырехрукавым спиралам:  $m = 4$ . Выведено приближенное дисперсионное уравнение, описывающее возмущения в тонких гравитирующих кольцах. Для случая системы из двух колец выявлена близкая аналогия с потенциальными колебаниями электронной плазмы, что позволяет воспользоваться выведенными в физике плазмы общими критериями пучковой неустойчивости. Исследование некоторых простейших моделей пары, вообще говоря, различных колец позволило существенно смягчить оценку необходимой неустойчивости массы тонкого кольца, по сравнению с изучавшимся ранее случаем двух одинаковых колец. Обосновывается предположение, что азимутальное структурирование ("клямпировка") некоторых колечек внутри щели Энке, в непосредственной близости от внутреннего края А - кольца Сатурна, есть следствие развития исследуемого аналога пучковой неустойчивости (в нелинейном режиме).

*1. Введение.* Вопрос об устойчивости гравитирующего диска или кольца возникает в связи с множеством астрофизических проблем: в теории спиральной структуры галактик, в различных теориях эволюции протопланетных и аккреционных дисков, планетных колец и их систем и т.д. Современная разработка этого вопроса была начата в шестидесятые годы, в первую очередь в рамках теории галактических спиральных волн. Речь идет, в частности, о получивших широкую известность работах Тоомре [1] и Лина и Шу [2]. В них были выведены дисперсионные уравнения, описывающие малые возмущения тонкого диска (газового или звездного). При этом использовались приближения, принятые в теориях ВКБ-типа, т.е. считалось, что масштаб возмущения много меньше характерного масштаба неоднородности. Кроме того, в этих работах предполагалось, что радиальная длина волны возмущения гораздо меньше, чем азимутальная, т.е. в случае возмущений спиральной формы такая теория правильно описывает лишь так называемые туго закрученные спира-

ли. До тех пор, пока спиральный узор Галактики (а нужно сказать, что теория Лина и Шу предназначалась прежде всего для описания Галактики) считался состоящим из двух тугозакрученных рукавов, таковой подход оправдывал себя. В последнее десятилетие, однако, выяснилось, что это не так: внешняя спиральная картина Галактики (за солнечным кругом) определенно четырехрукавная (Блитц [3]), да и внутренняя структура, возможно, тоже не является двухрукавной. Например, Петровская [4] приходит к выводу о том, что число ( $m$ ) спиралей внутри солнечного круга также вероятнее всего равно четырем:  $m=4$ . Переход от возмущений с  $m=2$  к возмущениям с  $m=4$ , вынужденный под давлением наблюдательных данных, меняет всю картину качественно. Разумеется, при этом в несколько раз увеличивается оценка угла наклона спиралей (1), т.е. степени их открытости, по сравнению с принятой в двухрукавной картине. Линдбладовские резонансы между которыми, согласно теории Лина и Шу, должна находиться "главная часть" спиральной структуры (и влиянием которых в основном пренебрегается), в галактиках типа нашей\* сильно разнесены лишь для двухрукавных возмущений, для всех остальных возмущений эти резонансы расположены близко друг к другу; размах эпизодических колебаний звезд, вообще говоря, сравним с расстоянием между резонансными окружностями (т.е. резонансы могут в этом смысле перекрываться).

Есть также и другие причины, делающие актуальной задачу об устойчивости "косых" возмущений - для которых  $m \neq 0$  и параметр  $s = m/k_r$ ,  $r = k_\psi/k_r$  ( $k_r$  и  $k_\psi$  - радиальное и азимутальное волновые числа, соответственно), вообще говоря, произволен. Дело в том, что возмущения, нарушающие исходную аксиальную симметрию диска, как правило, более неустойчивы (точнее, они труднее поддаются стабилизации). В рамках точно решаемых бесстолкновительных и гидродинамических моделей гравитирующего диска с твердотельным вращением это впервые было показано в работах автора и Шухмана [5]\*\*. Хантеру [6] (см. также [7]) принадлежит простое, но важное замечание, что в дифференциально вращающихся жесткоколлапсированных дисках "косые" моды, волновые фронты которых имеют отличное от нуля азимутальное направление распространения, должны быть более неустойчивыми по сравнению с чисто-радиальными просто ввиду того, что, согласно известному линдбладовскому соотношению между дисперсиями скоростей в радиальном ( $c_r$ ) и азимутальном ( $c_\psi$ ) направлениях,  $c_\psi = k c_r / 2 \Omega$ , реально всегда  $c_\psi < c_r$ , по крайней мере для дисков:  $k^2 = 4\Omega^2 + r d\Omega^2/dr$ ,  $\Omega' < 0$ . Это значит, что система в азимутальном направлении является более холод-

\* Для которых почти постоянна линдбладовская комбинация

$$L(r) = \Omega(r) - k(r)/2; \quad L(r) = \text{const}$$

\*\* В частности, в этих работах было обращено внимание на выделенность бар-моды, соответствующей преобразению круга в эллипс.

ной, а, следовательно, и более неустойчивой "по Джинсу".

Этого аргумента, однако, нет в случае газового диска, как и для твердо-тельно-вращающегося звездного диска (с изотропным давлением). Недостаточность стандартной теории устойчивости дифференциально-вращающегося газового диска, в которой предполагается  $s \ll 1$  (приближение тугозакрученных спиралей), можно усмотреть, исходя уже из результатов самой этой теории. Аналитическая теория устойчивости диска для возмущений с  $s \neq 0$ ,  $s \ll 1$ , построена в работах [8-10]. Получающийся в ней критерий устойчивости можно записать, например, в виде:

$$c_s^2 > c_0^2 (1 - 2s^2 r (\Omega^2)' / k^2),$$

где  $c_s$  - скорость звука,  $c_0 = \text{const}$ . Из этой формулы видно, что при увеличении  $s^2$  для подавления неустойчивости требуются большие  $c_s$ . В этой ситуации очевидно, что ответ на главный для теории устойчивости вопрос - об условиях существования полностью устойчивого диска - лежит за рамками такой теории. Механизм гравитационного (джинсовского) сжатия в случае "косых" возмущений не является уже единственной причиной неустойчивости: здесь действует еще и другой механизм, связанный с перераспределением углового момента системы. Этот механизм подробно рассматривался, например, Линден-Беллом и Калнайсом [11] (см. также в [12,13]).

Можно ожидать, что возмущения с  $s \gg 1$  ( $k_\phi \gg k_r$ ) устойчивы, а наиболее неустойчивыми являются возмущения с  $s \sim 1$  (как для бармоды, если под  $k_r$  в этом случае понимать  $|\partial \ln \Phi / \partial r|$ ).

Сказанное подтверждается результатами исследования локализованных возмущений в газовом диске при произвольных значениях  $s$ , выполненного нами ранее [14,15]. Мы кратко излагаем эти результаты в разделе 2, так как они полезны для сравнения со случаем звездного диска (раздел 3).

В этой статье принят простейший, локальный подход: рассматриваются возмущения в газовых и звездных дисках, локализованные вблизи некоторого радиуса  $r_0: r \approx r_0, |r - r_0|/r_0 \ll 1$ . Такое приближение существенно упрощает дело, позволяя провести все исследование аналитически. В то же время глобальные моды поддаются анализу лишь с помощью различного рода численных методов (исключая сверхупрощенные модели наподобие твердо-тельно-вращающихся дисков-см. в [12,13]). Следует, однако, ожидать, что, имея простые критерии локальной устойчивости при любых значениях введенного выше параметра  $s$ , можно с достаточной уверенностью предсказывать также и свойства глобальных мод. В разделе 4 рассматриваются во многом родственные дисковым кольцевые системы. Приводятся как результаты исследования одиночного кольца, так и пары близких колец.

2. Газовые диски. Локальная устойчивость газовых дисков относительно спиральных возмущений с произвольной степенью закрутки (т.е. для любых значений параметра  $s$ ) исследовалась нами ранее в [14,15]. Поэтому здесь приведем только основные результаты (они понадобятся нам ниже). Полученное в [14,15] условие маргинальной устойчивости выглядит следующим образом:

$$Q_g^2 = 4 (\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^2 + g^2 \bar{\lambda}^4 - 3 k^2 g^4 \bar{\lambda}^6 / 16 \Omega^2), \quad (1)$$

где  $\bar{\lambda} = \lambda / \lambda_c$ ,  $\lambda = 2\pi/k$  - длина волны возмущения,  $\lambda_c = 4\pi^2 G \sigma_0 / k^2$  - критическая длина волны Тоомре,  $k$  - эпидицилическая частота,  $\sigma_0$  - поверхностная плотность диска,  $G$  - гравитационная постоянная,  $g^2 = 8r / (\Omega^2) \cdot |k_\psi^2 (\pi G \sigma_0)^2 / k^6$  - безразмерный параметр, с помощью которого учитывается неаксиальность возмущения ( $k_\psi = m/r \neq 0$ ),  $\alpha^2 = 2\Omega / r \cdot |\Omega'|$  - параметр, характеризующий степень дифференциальности вращения,  $Q_g = k c_s / \pi G \sigma_0$  - параметр устойчивости Тоомре,  $c_s$  - скорость звука.

При  $Q_g > 1$  все радиальные ( $m=0$ ) возмущения газового диска становятся устойчивыми. Нерadiальные ( $m \neq 0$ ) возмущения являются, однако, более неустойчивыми и стабилизируются лишь при значениях параметра  $Q_g$ , существенно превышающих единицу.

Отметим, что уравнение (1) фактически содержалось, в несколько завуалированной форме, уже в известной работе Голдрейха и Линден-Белла [16]; они, однако, не ставили вопроса об определении условий полной устойчивости диска (при любых  $s$ ). Между тем, ответ на этот вопрос можно получить, исследуя уравнение (1) [14,15]. Оно определяет (при заданном  $\alpha^2$ , т.е. фиксированной кривой вращения  $\Omega = \Omega(r)$ ), функцию  $Q_g^2(\bar{\lambda}, g^2)$ . Графики этих функций для различных фиксированных значений  $g^2$  изображены на рис. 1б. Эти кривые имеют максимумы при  $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_m$  для всех  $\alpha^2$  и  $g^2$ . Более того, при данном  $\alpha^2$  максимумы сначала увеличиваются с ростом  $g^2$ , а затем уменьшаются (рис.1б). Это означает, что функция  $Q_g^2(\bar{\lambda}, g^2)$  при разных  $\alpha^2$  имеет максимум как функция двух переменных. В частности, когда  $\alpha^2 = 2$  (что соответствует плоской кривой вращения:  $v_o = r \Omega(r) = const$ ),  $Q_{\max}^2 = 3$ . Максимум имеет место при  $g^2 = 16/27$ ,  $\bar{\lambda} = 1.5$ , т.е. для  $m = 2 v_o / 3 c_s$ .

Зависимость  $Q_{\max}^2(\alpha^2)$  показана на рис. 1с,

$$Q_{\max}^2(\alpha^2) = \frac{3}{2} \frac{\alpha^2 - 1}{\alpha^2 - 3/2}. \quad (2)$$

Для сравнения, на рис. 1а представлены аналогичные кривые маргинальной устойчивости, вычисленные согласно уравнению, данному Линем и Лэу [8] (см. также [9]):

$$Q^2 = 4 (\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^2 / (1 + g^2 \bar{\lambda}^2)). \quad (3)$$

Описываемые формулой (3) функции  $Q_g^2(\bar{\lambda})$  монотонны и уже потому некорректны. Уравнение (3) было выведено экстраполированием (на любые  $s$ ) результатов изучения линейной устойчивости в рамках стандартного ВКБ-метода для тугозакрученных спиралей, когда  $k_r \gg k_\psi$ . Такая экстраполяция, конечно, малообоснованна: строго говоря, при таком подходе корректной являлась бы только малая поправка к значению  $Q^2$  для радиальных возмущений ( $g^2 \ll 1, g^2 \bar{\lambda}^2 \ll 1$ ),

$$Q_g^2 = 4 (\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^2) + 4 g^2 \bar{\lambda}^4. \quad (4)$$

Экстраполирование согласно (3) совершенно произвольно; его с таким же успехом можно было бы сделать и множеством других способов (столь же необоснованных).

Нужно иметь в виду, что в действительности эволюция каждого возмущения в любой момент происходит в соответствии с мгновенным значением радиального волнового числа  $q$ , которое меняется линейно со временем [16]. Время пересечения области неустойчивых значений  $q$ , как и степень усиления, ограничены (и малы вблизи  $Q_g = Q_{\text{max}}$ ). Когда  $Q_g > Q_{\text{max}}$ , область усиления совсем исчезает, в этом случае можно гарантировать "полную устойчивость" диска в том смысле, что возмущения не нарастают даже в тече-

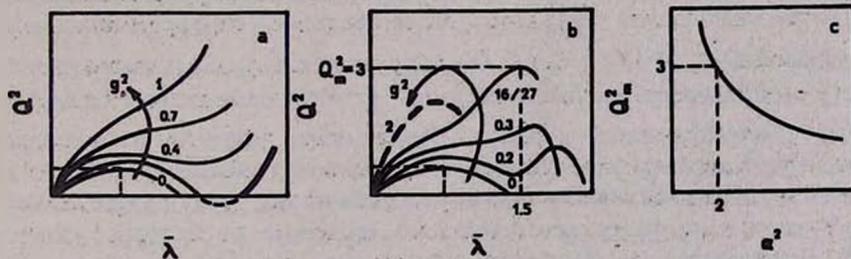


Рис.1 Кривые маргинальной устойчивости для гидродинамической модели с плоским давлением согласно: (а) Лину и Лэу [8] или Бергину и Лину [9], (б) Поляченко и Стрельникову [14,15] и (с) качественная зависимость  $Q_{\text{max}}^2(\alpha^2)$  (для максимума функции  $Q_{\alpha^2}^2(\lambda g^2)$ ) как функции двух переменных.

ние какого-то ограниченного промежутка времени.

За подробностями можно обратиться к работе автора [15], где затрагивается также проблема локализованных собственных мод газовых дисков с дифференциальным вращением:

3. *Звездные диски.* Дисперсионное уравнение (1) удобно представить в виде

$$\bar{\lambda} - g^2 \bar{\lambda}^3 + 0.75 (1 - 1/\alpha^2) g^4 \bar{\lambda}^5 = F_g, \quad (5)$$

где  $F_g = 1 - Q_g^2/4\bar{\lambda}$ . Тогда при переходе к случаю звездного диска меняется только правая часть.

$$F_g \rightarrow F_*(x) = (1 - \exp(-x) I_0(x))/x, \quad (6)$$

где  $F_*(x)$  - известный редукиционный фактор  $F_*(x)$  [2], вычисленный при  $\nu = (\omega - m\Omega)/\kappa = 0$ ,  $\omega$  - частота,  $m$  - азимутальное число возмущения ( $\sim \exp(-i\omega t + im\psi)$ ). В [6] введены обозначения  $x = k^2 c_r^2/\kappa^2 = Q_o^2/\lambda^2$ ,  $Q_o = \kappa c_r/2\pi G\sigma_o$ ,  $I_o$  - функция Бесселя мнимого аргумента,  $c_r$  - дисперсия радиальных скоростей звезд. Такой переход от газового к звездному диску получается при подстановке (принадлежащей еще Линю, Юаню и Шу, 1969 [2])  $G \rightarrow G F_*(x)$  в дисперсионном уравнении для дисковой системы с круговыми орбитами ("холодного" диска).

Используемое приближение, конечно, менее обосновано по сравнению с аналогичным приближением в случае газового диска. Причина в том, что, строго говоря, локализованные возмущения звездного диска управляются интегральным уравнением [17], которое не сводится к дифференциальному уравнению вида  $\partial^2 \Phi/\partial t^2 = \hat{A} \Phi$  (оно получается в случае газового диска). Кроме того, и сам редукиционный фактор  $F_*(x)$  был выведен, вообще говоря, лишь для туго закрученных спиралей. Тем не менее, принятое (конечно, довольно грубое) приближение полезно для сравнения условий неустойчивости газовых и звездных дисков. По-видимому, основную нагрузку в учете неаксимальности возмущений несут все-таки члены, стоящие в левой стороне уравнения (5). Что касается редукиционного фактора Линя и др. [2], то в нем сделана замена: вместо радиального волнового числа  $k_r$ , теперь стоит полное  $k = \sqrt{k_r^2 + m^2/r^2}$  что также, как можно ожидать, в основном правильно отражает переход к неосесимметричным возмущениям.

При фиксированном  $\alpha^2$  (т.е. данном законе вращения) уравнения (5),

(6) определяют функцию  $Q_o = Q_o(\bar{\lambda}, g^2)$ . Эта функция (как и аналогичная функция  $Q_g(\bar{\lambda}, g^2)$  в случае газового диска) имеет максимум как функция двух переменных. Легко показать, что в точке максимума ( $x = x_m$ ).

$$2 x_m F' \cdot x_m + F \cdot (x_m) = 0, \quad (7)$$

откуда  $x_m = 0.948$  (универсальное число). Далее:  $\bar{\lambda}_m = 3 F \cdot (x_m) (\alpha^2 - 1) / (2 \alpha^2 - 3)$ ,  $g_m^2 \bar{\lambda}_m^2 = 2/3 (1 - 1/\alpha^2)$ ,

и, наконец,

$$(Q_o)_{\max} = 3 \sqrt{x_m} F \cdot (x_m) (\alpha^2 - 1) / (2 (\alpha^2 - 3/2)) \approx \\ \approx 0.8 (\alpha^2 - 1) / (\alpha^2 - 3/2).$$

Заметим, что  $Q_o$  связано со стандартным определением тоомревского за- паса устойчивости звездного диска  $Q_*$ , соотношением  $Q_* = 2 Q_o / (3.36/\pi)$ . Напомним: при таком определении условие  $Q_* > 1$  означает отсутствие ради- альной ( $m=0$ ) джинсовской-или тоомревской - неустойчивости звездного диска (точно так же, как и условие  $Q_g > 1$  для газового диска). Поэтому с хорошей точностью

$$(Q_*)_{\max} = \frac{3}{2} \frac{\alpha^2 - 1}{\alpha^2 - 3/2}, \quad (8)$$

что совпадает с выражением для  $(Q_g^2)_{\max}$  в случае газового диска (см. [14,15]). "Похожесть" этих случаев при замене  $Q_* \rightarrow Q_g^2$  просматривает- ся уже из разной асимптотики в разложениях соответствующих дисперсион- ных уравнений при  $k \rightarrow 0$ . Таким способом можно увидеть и то, что звездный диск стабилизируется медленнее, а газовый - быстрее из-за различной зависи- мости стабилизирующих (тепловых) членов от  $k$ .

В наиболее важном для галактик случае плоской кривой вращения, когда  $\alpha^2 = 2$ , имеем  $(Q_*)_{\max} = (Q_g^2)_{\max} = 3$ . Полученный результат оз- начает, что "гарантия устойчивости" (т.е. отсутствие даже временного нара- стания радиально-локализованных возмущений) наступает в случае звездных дисков лишь для весьма горячих систем. В рассматриваемом случае ( $\alpha^2 = 2$ ) максимум  $Q_*$  имеет место при  $g^2 = 4/27$ ,  $\bar{\lambda} = 3$ , т.е. для  $m = v_o / \sqrt{3} c_s$ , что почти совпадает с гидродинамическим результатом [14,15]:  $m = 2 v_o / 3 c_s$  (см. предыдущий раздел). При подстановке типичных для солнечной окрестно- сти Галактики значений:  $v_o = 250$  км/с,  $c_s = 45$  км/с получаем:  $m = 4$ . Это, во всяком случае, показывает, что симметрия отклика звездного диска на воз- буждение баром (или спутником) не обязательно должно быть непременно

двухрукавной. Например, гравитационный потенциал симметричного бара, несмотря на доминирование в его разложении по угловым гармоникам моды  $m = 2$ , может тем не менее возбудить в диске четырехрукавную спираль.

4. *Тонкие кольца.* С точки зрения теории устойчивости, диск превращается в тонкое кольцо, если его поперечный размер  $\Delta$  становится много меньше расстояния до центра  $R$ :  $\Delta \ll R$ , и рассматриваются возмущения с масштабами  $\lambda > \Delta$ . Столь пекулярное распределение массы, как ни странно, характерно для многих астрономических объектов: таковы, например, кольцевые галактики или кольца планет. Среди последних особенно выделяются своей необычностью аномально узкие кольца Урана и Нептуна. Впрочем, как выяснилось после полетов аппаратов Вояджер, и некоторые из казавшихся непрерывными колец Сатурна в действительности представляют собой совокупность большого числа узких колечек. Многие кольцевые образования имеют определенную азимутальную структуру различного рода "переплстения", клампировку и т.д. Эта структура, возможно, также обязана действию той или иной неустойчивости.

Помимо перечисленных непосредственно наблюдаемых астрономических систем, кольцевые образования встречаются как обязательный промежуточный этап в теории происхождения и эволюции других объектов. В качестве примера укажем на большинство моделей образования Солнечной системы из сильно-сплюснутого быстро-вращающегося протопланетного облака. Так, в предложенной автором [18] картине последовательного резонансного образования планет на определенной стадии формируется плотное кольцо (вследствие нагребания вещества спиральными волнами плотности, возбужденными уже сформировавшейся очередной планетой). Из кольца в дальнейшем образуется планета, причем этому должны способствовать различные неустойчивости, приводящие к азимутальному дроблению кольца с последующим объединением фрагментов в единое тело (планету) из-за их неупругих столкновений друг с другом. Кроме рассмотренной в [18] специфической "краевой" неустойчивости [19], нужно учитывать и более обычную, гравитационную неустойчивость, которая может развиваться в кольце при достаточно большой собранной в ней массе вещества.

Таким образом, представляет интерес исследование условий неустойчивости как одиночных колец, так и их систем. До сих пор работа в этом направлении шла, возможно, недостаточно интенсивно, например, потому что оценки, делавшиеся для колец Сатурна и Урана, свидетельствовали как будто об отсутствии там джинсовской неустойчивости (дисковое тоомревское  $Q > 1$ ). Однако, как отметил Н.Н.Горькавый [20], в случае колец Нептуна их масса вполне может оказаться достаточной для того, чтобы гравитационный распад играл важную роль при эволюции. Поэтому проблема устойчивости актуальна для планетных колец (не говоря уже о других, более массивных объектах). Кроме того, само использование дисковых формул не вполне корректно даже

для получения грубых оценок, касающихся колец-систем с существенно другой геометрией.

Ниже мы для простоты ограничимся кольцами с почти-круговыми орбитами частиц. Такие движения подразумевают присутствие некоторой-достаточно большой-центральной массы. Заметим, что равновесная скорость  $\Omega(r)$  начинает заметно отступать от кеплеровского закона лишь при условии:  $M_r/M_0 > \Delta/R$  ( $M_r$  и  $M_0$ -соответственно, масса кольца и центральная масса). Для большинства планетных колец это неравенство не выполняется, так что их вращение можно считать кеплеровским.

В невращающемся кольце (как и в плоском слое, покоящемся цилиндре и т.п.) раздельно существует два принципиально различных типа возмущений (и неустойчивостей): джинсовский и изгибный (шланговый) - соответственно, симметричный и антисимметричный относительно срединной линии. Очевидно, что вращение и возникающая вследствие вращения кориолисова сила перепутывают эти две моды. Если интересоваться возможностью гравитационного (джинсовского) распада кольца, то возникает естественный вопрос: не приведет ли это перепутывание (возникновение изгиба сразу после начала продольного сжатия в каком-то месте кольца) к стабилизации и невозможности распада. В действительности, разумеется, речь должна идти просто о выводе численных критериев такой стабилизации. В данном аспекте, однако, вращающееся кольцо не отличается от вращающегося диска, где азимутальные и радиальные колебания частиц тоже происходят одновременно, т.е. "перепутаны". (Шланговая мода, о которой обычно говорят в случае диска, связана с колебаниями поперек его плоскости; она, конечно, независима от возмущений в плоскости). Теперь примем во внимание, что и стабилизирующая роль конечной дисперсии скоростей частиц  $c_r$  (или скорости звука  $c_s$ ) в случае кольца должна в основном проявляться так же, как и в случае диска, при условии, что радиус эпицикла  $c_r/k$  (или аналогичная ему величина  $c_s/k$ ) мал по сравнению с поперечным размером кольца:  $\rho \equiv c_r/k$  (или  $c_s/k$ )  $\ll \Delta$ . Имея в виду (строго говоря) именно такие кольцевые системы, приходим к заключению, что наиболее существенным (или даже единственным) отличием их от аналогичных дисковых систем будет иной характер самогравитации (обусловленный совершенно разной геометрией кольца и диска). Приблизительно получаемые таким образом соотношения должны быть справедливы и для колец, в которых  $\rho \sim \Delta$ .

Сказанное выше означает, что процедура получения дисперсионного уравнения для тонкого кольца может быть следующей. Запишем сначала локальное дисперсионное уравнение для возмущений в холодном диске в виде (см. [14,15])

$$\omega^2 = \kappa^2 + 3(\alpha^4 - \alpha^2)\kappa^2/k^4 - 2\alpha^2\kappa^2/k^2 - 2\pi G\sigma_0 k, \quad (9)$$

где  $\omega_* = \omega - m \Omega(r)$ ,  $k$  - полное волновое число возмущения ( $k_2 = q_2 + m_2/r$ ,  $q$  - радиальное волновое число),  $\sigma_o(r)$  - поверхностная плотность. Самогравитации в (9) обязан лишь один последний член. Следовательно, именно он и должен быть заменен при переходе от холодного диска к (холодному же) кольцу. Введем обозначения:

$$G \cdot (2\pi \sigma_o k) = G \cdot \eta_{\text{grav}}(\text{disc}) \rightarrow G \eta_{\text{grav}}(\text{ring}) , \quad (10)$$

где  $\eta_{\text{grav}}(\text{disc}) = 2\pi G \sigma_o k$ , а выражение для  $\eta_{\text{grav}}(\text{ring})$  должно быть найдено из решения соответствующей задачи теории потенциала для кольца. Простейший вид этой функции следующий:

$$\eta_{\text{grav}}(\text{ring}) = \rho_1 k_\psi^2 \Lambda ,$$

где  $\rho_1 = \int \sigma_1(x) dx$  - линейная плотность кольца,  $k_\psi = m/r$ ,  $\Lambda + \ln(1/k_\psi \Delta)$  большой положительный параметр (характерный для геометрии кольца); при использовании этой формулы естественно положить  $k = k_\psi$  ( $q \ll k_\psi$ ). Имея  $\eta_{\text{grav}}(\text{ring})$ , перейти к случаю горячего кольца можно (как и выше при переходе от холодного к горячему диску) при помощи редуционного фактора ( $F$ ):

$$\eta_{\text{grav}}(\text{ring}) \rightarrow \eta_{\text{grav}}(\text{ring}) \cdot F .$$

При этом  $F$  имеет нетривиальную форму  $F_\nu(x)$  Лина и Шу лишь для кольца звезд; в газовом случае редуционный фактор всего лишь обеспечить появление в правой части (9) дополнительного слагаемого  $k^2 c_s^2$ .

Полная система уравнений, описывающих возмущения в кольцевой системе с круговыми орбитами, формально не отличается от аналогичского дискового случая. Она состоит из 1) уравнения (12,13), которое получается из уравнений гидродинамики с равными нулю давлением путем исключения возмущенных скоростей:

$$-\sigma_1 = (r \varepsilon \Phi'_1)' / r - \varepsilon m^2 \Phi_1 / r^2 - 2m(\varepsilon \Omega)' \Phi_1 / r \omega_* , \quad (11)$$

где  $\sigma_1$  и  $\Phi_1$  - возмущенные поверхностная плотность и потенциал,  $\varepsilon = \sigma_o(r) / (\omega_*^2 - \kappa^2)$ , и 2) уравнения Пуассона:

$$\Phi_1(r) = -G \iint \frac{\sigma_1(r') \exp(im\psi') r' dr' d\psi'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \psi'}}. \quad (12)$$

Выражение (12) может быть приведено [21] к виду

$$\Phi_1(r) = -2\pi G \int h_m(\xi) \sigma_1(r') r' dr', \quad (13)$$

где

$$h_m(\xi) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos(2mx) dx}{\sqrt{1 - \xi \cos^2 x}}, \quad \xi = \frac{4rr'}{(r+r')^2}. \quad (14)$$

Для колец  $|r - r'|/r \sim \Delta/r \ll 1$ , так что  $\xi$  близко к единице. Асимптотически, при  $\xi \sim 1$ , поведение функции  $h_m(\xi)$  следующее:

$$h_m(\xi) = -\ln(|x - y|/4r_0), \quad (15)$$

где  $r = r_0 + x$ ,  $r' = r_0 + y$ ,  $r_0$  - радиус середины кольца ( $x, y$  тогда принадлежат в основном интервалу  $(-\Delta, \Delta)$ ). Поэтому

$$\Phi_1(x) \approx \pi G \int \ln(|x - y|/4r_0) \sigma_1(y) dy. \quad (16)$$

Естественно записать ядро интегрального оператора в (16) как

$$\ln(|x - y|/4r_0) = \ln(\Delta/4r_0) + \ln(|x - y|/\Delta), \quad (17)$$

выделив из него большую по величине константу  $\bar{\Lambda} = \ln(\Delta/4r_0) \gg 1$  ( $\Delta \ll r_0$ ). Таким образом, в главном приближении имеем

$$\Phi_1(x) \approx -\pi G \bar{\Lambda} \int \sigma_1(y) dy, \quad (18)$$

так что  $\Phi_1(x) \approx \text{const}$ .

Определенная согласно (17) величина  $\bar{\Lambda}$  получится из введенной ранее,  $\Lambda = \ln(1/k_\psi \Delta)$  при азимутальных числах  $m$  порядка единицы (когда только и справедливо представление (15)). Величина  $\Lambda$  в ее первоначальном определении появляется естественным образом при рассмотрении возмуще-

ний с продольной (вдоль кольца) длиной волны  $\lambda$ , много больше  $\Delta$ , но в то же время малой по сравнению с длиной окружности  $2\pi r_0$ . При выполнении последнего условия можно пренебречь кривизной кольца и воспользоваться локальным декартовым приближением; при этом уравнение Пуассона сводится к форме (см., например, [14,15])

$$\Phi_1(x) = -2G \int_{-\infty}^{\infty} K_0[k_\psi |x - x'|] \sigma_1(x') dx', \quad (19)$$

где  $K_0(x)$ - функция Макдональда. Если длина волны периодической структуры (возмущения) много больше ширины кольца,  $k_\psi |x - x'| \ll 1$ , можно воспользоваться соответствующим асимптотическим разложением  $K_0(x)$ , тогда получим:

$$\Phi_1(x) = -2G \int_{-\infty}^{\infty} [\ln(2/k_\psi |x - x'| - C)] \sigma_1(x') dx', \quad (20)$$

где  $C=0.577\dots$  - постоянная Эйлера. Записывая теперь, аналогично (17):

$$\ln(2/k_\psi |x - x'|) = \Lambda + \ln[2\bar{C}/(|x - x'|/\Delta)]$$

$$(C = -\ln \bar{C}, \Lambda = \ln(1/k_\psi \Delta) \gg 1),$$

будем иметь в главном приближении

$$\Phi_1(x) = -2G\Lambda \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_1(x') dx' \approx \text{const}. \quad (21)$$

Проиллюстрируем использование приближений (20), (21) в задаче об устойчивости двух близких тонких колец. В описанном выше формализме (уравнения (11) и (12) или (11) и (21)) этот случай отличается от одиночного кольца только одним - формой функции  $\sigma_o(r)$  (см.рис.2). Учитывая почти-постоянность потенциала  $\Phi_1(x)$  (см. (21)), можно показать, что в выражении (11)  $\sigma_1$  через  $\Phi_1$  главным является последний член, в котором  $(\epsilon \Omega)' \approx \Omega \epsilon' \approx \Omega \sigma_0' / (\omega^2 - k^2)$ . Вставляя такое  $\sigma_1\{\Phi_1\}$  в (21), получим дисперсионное уравнение в виде

\* Излагаемые ниже результаты были получены автором в 1982г., но ранее не публиковались.

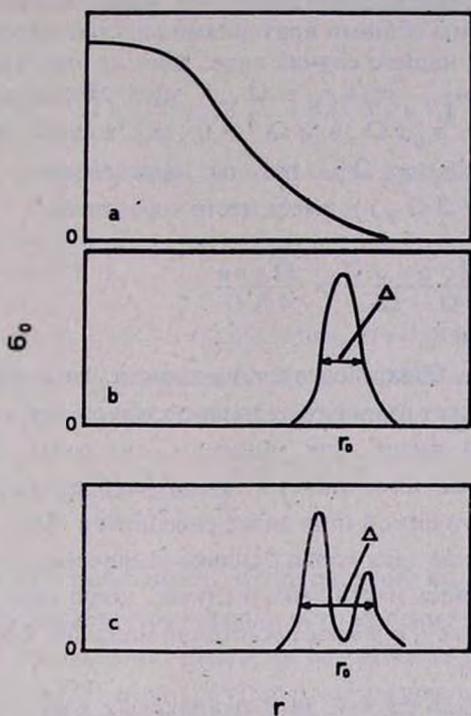


Рис.2 Распределение поверхностной плотности  $\sigma_0(r)$  в: (а) диске (б) одиночном тонком кольце и (с) паре тонких колец.

$$1 = - \frac{4 G k \Lambda}{\Omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{d \sigma_0 / dx}{\omega_* + 1.5 \Omega_0 k x} \quad (22)$$

(для кеплеровского вращения), где  $\omega_* = \omega - m \Omega_0$ ,  $\Omega_0 = \Omega(r_0)$ . Это уравнение с точностью до обозначений совпадает с дисперсионным уравнением для ленгмюровских колебаний плазмы:

$$\epsilon_0(\omega, k) = 1 + \frac{4 \pi e^2}{m k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{d f_0 / dv}{\omega - k v} = 0, \quad (23)$$

где  $f_0$  - равновесная функция распределения электронов (массы  $m$  и заряда  $e$ )

по скоростям. В рассматриваемом нами случае роль  $f_0(v)$  играет поверхностная плотность  $\sigma_0(x)$ .

В соответствии с установленной аналогией, можно воспользоваться известными в физике плазмы общими критериями неустойчивости [22]. В переформулированном для нашего случая виде, один из этих критериев гласит: если при некотором  $\omega/k r_0 = \Omega_*$ , удовлетворяющем условиям  $d\sigma_0(\Omega_*)/d\Omega = 0$ ,  $d^2\sigma_0(\Omega_*)/d\Omega^2 > 0$  (т.е. в какой-либо точке минимума функции  $\sigma_0 = \sigma_0(\Omega)$ , где по определению  $\sigma_0(\Omega) = \sigma_0(x = 2r_0(\Omega_0 - \Omega)/3\Omega_0)$ ), имеет место неравенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{d\sigma_0/d\Omega}{\Omega - \Omega_*} > \frac{\Omega_0 r_0}{4\Lambda G}, \quad (24)$$

то система неустойчива. Отсюда следует, во-первых, что неустойчивость рассматриваемого типа может развиваться только в том случае, если поверхностная плотность кольца имеет, как минимум, два горба. Во-вторых, при заданном  $k$  неустойчивость возникает в том случае, если общая масса колец больше некоторой критической (при знаке равенства в (24)). Важно, однако, подчеркнуть, что в случае двух колец с сильно различающимися массами неустойчивость может иметь место даже в случае, когда одно из колец имеет сколь угодно малую массу, а второе достаточно массивно и обеспечивает выполнение критерия (24).

Рассмотрим сначала случай двух одинаковых колец с поверхностной плотностью

$$\sigma_0(x) = \sigma_0(x/\Delta)^2 \exp(-x^2/\Delta^2), \quad (25)$$

впервые он рассматривался другим способом, в работе [23]. Подстановка (25) в (22) дает дисперсионное уравнение

$$1 = (16 G \Lambda \sigma_0 / 3 \Omega_0^2 \Delta) [\sqrt{\pi}/2 + i\pi t W(t) - \sqrt{\pi} t^2 - i\pi t^3 W(t)], \quad (26)$$

где  $t = 2\omega_*/3\Omega_0 k \Delta$ ,  $W(t)$ - функция Крампа (см. [22]). Для определения границы устойчивости положим  $\omega_* \ll \Omega_0 k \Delta$ , так что  $t \ll 1$  и воспользуемся разложением

$$W(z) \approx 1 + 2iz/\pi + \dots \quad (z \ll 1).$$

Тогда получим

$$\omega_0 = (3i\Omega \delta^3 k \Delta^2 / 32\pi G \Lambda \sigma_0) \quad (8G \Lambda \sigma_0 \sqrt{\pi} / 3\Omega \delta^2 \Delta - 1),$$

откуда следует, что неустойчивость имеет место при условии, что

$$\frac{8}{3\pi} \frac{M_r}{M_0} \left(\frac{r_0}{\Delta}\right)^2 \Lambda > 1, \quad (27)$$

где учтено, что  $\sigma_0 = M_r / \pi^{3/2} \Delta r_0$ . Заметим, что при простейшей аппроксимации колец ступеньками (ширины  $\Delta$  и с расстоянием между центрами колечек  $\delta$ ) получается условие неустойчивости в виде

$$1 - \Delta^2 / \delta^2 < \frac{32}{3\pi} \frac{M_r}{M_0} \left(\frac{r_0}{\delta}\right)^2 \Lambda. \quad (27')$$

Сравнение (27') с (27) показывает, что конкретный вид распределения плотности в колечках не играет большой роли. В то же время модель ступенек предельно упрощает вычисления, делая их совершенно элементарными. При данном  $k$  из условия (27) (или (27')) получается критическая масса кольца, при превышении которой оно становится неустойчивым. Равенство в (27) аналогично полученному в [23] условию бифуркации-появлению нового, близкого равновесного состояния в рассматриваемой системе. Из рассмотрения простейшей модели системы двух колец с существенно различной массой (в виде ступенек) можно показать, что, действительно, в этом случае неустойчивость, в принципе, может развиваться при сколь угодно малой массе тонкого кольца.

В общем случае колец разной массы имеется очевидная аналогия с пучковой неустойчивостью плазмы. Ввиду того, что рассматриваются возмущения с длиной волны  $\lambda$ , много большей расстояния между кольцами, пучковая ситуация (аналогичная прохождению двух бесстолкновительных плазм друг через друга) имеет место, несмотря даже на возможную столкновительность в каждом из колец.

В связи с отмеченной аналогией с плазмой, можно непосредственно перенести на данный случай выясненный там детальный физический механизм пучковой неустойчивости (см. [24]). Рассмотрим случай двух существенно

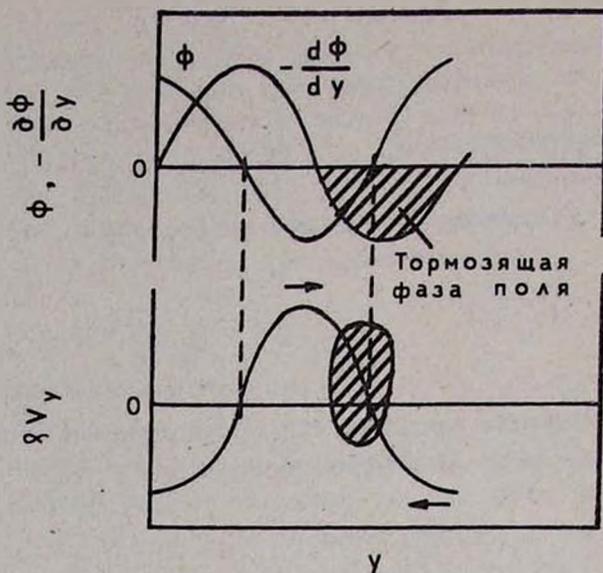


Рис.3. Автомодаляция вещества тонкого кольца при неустойчивости (аналогично [24]); система отсчета волны.

различающихся по массе колец. Допустим, что по большему кольцу распространяется волна-возмущение. Ввиду близости тонкого кольца, это возмущение модулирует его. При определенных условиях (см. ниже) вещество тонкого кольца будет собираться в основном в области тормозящих фаз поля волны и тем самым усиливать модулирующую его волну. В результате возникает неустойчивость.

При каких условиях вещество тонкого кольца собирается в области тормозящих фаз модулирующего поля? На рис.3 изображены (аналогично [24]) профиль гравитационного потенциала  $\Phi(y)$  и сила, действующая на вещество тонкого кольца  $-\partial\Phi/\partial y$ . Из уравнений движения можно в нашем случае получить интеграл [23]:

$$3\Omega_0 x^2/4 - 2\Phi/\Omega_0 = \text{const.} \quad (28)$$

Равновесная скорость вещества на расстоянии  $x$  от радиуса коротации равна  $v_y = -3\Omega_0 x/2$ . Предполагая, что амплитуда растет достаточно медленно, находим отсюда возмущение скорости частиц кольца

$$\partial v_y \approx -2 \Phi / \Omega_0 b, \quad (29)$$

где  $b$  - расстояние между тонким кольцом и радиусом коротации. Из последней формулы и рис. 3 видно, что вещество кольца будет скапливаться преимущественно у тормозящих фаз поля при  $b = 0$ , т.е. в случае, когда радиус коротации расположен между кольцами (как и предполагалось выше).

Можно сделать также (снова вполне аналогично плазменному случаю - ([24]) оценку амплитуды азимутальной периодической структуры тонкого кольца. В связи с нестационарностью процесса усиления волны фазовый резонанс будет размыт, при этом выполняется соотношение [24]:  $v_y^2 \approx \gamma^2 / k^2$  ( $\gamma$  - инкремент неустойчивости). Условие захвата вещества кольца волной можно определить из (28); оно имеет вид:  $v_y^2 \approx \psi$ . Таким образом, амплитуда насыщения по порядку величины равна:  $\Phi \approx \gamma^2 / k^2$ . Из (29) для амплитуды смещения тонкого кольца получаем:

$$\delta x \approx 4 \Phi / 3 \Omega \gamma b \approx \gamma^2 / \Omega \gamma b k^2. \quad (30)$$

Если задаться определенной моделью системы двух колец (проще всего - в виде разных ступенек) и вычислить входящие в (30) величины  $\gamma$  и  $b$  (в рамках линейной теории), можно, зная амплитуду смещения  $\delta x$ , оценить массу колец.

Непосредственным побудительным мотивом для поиска возможных новых (неаксиально-симметричных) равновесий или неустойчивостей в системе из пары тонких колец [23] был открытый на фотографиях с аппарата Вояджер-1 факт "переплетения" F-колец Сатурна [25, 26]. Этот факт, однако, был позднее поставлен под сомнение. Но, с другой стороны, была открыта (27) азимутальная структура ("клампировка") в других объектах - например, в некоторых узких ( $\Delta \sim 1$  км) колечках в главной щели А-кольца Сатурна (деление Энке). Эти колечки находятся вблизи от внутренней кромки А-кольца (на расстояниях порядка 100 км); амплитуда азимутальной периодической структуры  $\sim 10$  км, пространственный период  $\sim 1000$  км. Для описания аналога пучковой неустойчивости в тонком колечке в этом случае нужно несколько модифицировать принятый выше подход, рассматривая тонкое колечко вблизи края непрерывного диска или достаточно широкого кольца (которое должно имитировать кольцо А). Соответствующие вычисления показывают, что, действительно, здесь имеется неустойчивость, причем получающаяся оценка для периода структуры по порядку величины совпадает с наблюдаемой средней величиной.

## STABILITY OF ASTROPHYSICAL DISCS AND RINGS

V.L.POLYACHENKO

Spiral perturbations with arbitrary pitch angles in gas and stellar discs are considered. In particular, the minimum values of Toomre's margin of stability,  $Q$ , which guarantee the total stability of gas and stellar discs (when perturbations cannot grow even for any finite time interval) are obtained. For the flat rotation curve, corresponding values of  $Q$  are equal to:  $Q = \sqrt{3}$  for a gas disc, and  $Q = 3$  for the stellar case. The most unstable perturbations, for stellar disc parameters typical for the solar vicinity of the Galaxy, are four-armed spirals:  $m = 4$ . The approximate dispersion relation describing perturbations in the thin gravitating rings is derived. For the case of two rings, the close analogy with the potential oscillations of electronic plasma is found. This analogy allows us to use the general criteria of beam-like instability known in plasma physics. Study of several simplest models of paired rings (generally speaking, with quite different masses) allowed to soften considerably the estimations for a thin ring's minimum mass to be unstable, in comparison with the case of two identical rings studied earlier. We argue the suggestion that the azimuthal structuring ("clumping") of some ringlets inside the Encke division of Saturn rings, in immediate proximity to A-ring's inner edge, is the consequence of the studied beam-like instability (in the nonlinear regime).

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Toomre, *Astrophys. J.*, 139, 1217, 1964.
2. C. C. Lin, F. H. Shu, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 55, 229, 1966.
3. C. C. Lin, C. Yuan, F. H. Shu, *Astrophys. J.*, 155, 721, 1969.
4. L. Blitz, in "Surveys of the Southern Galaxy", ed. W. B. Burton, Dordrecht, Reidel D., 1983, p. 117.
5. И. В. Петровская, Письма в Астрон. ж., 13, 474, 1987.
6. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, Препр. СибИЗМИР АН СССР, 1-2, Иркутск, 1972; Астрон. ж., 50, 97, 1973.
7. C. Hunter, *Astrophys. J.*, 181, 685, 1973.
8. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 57, 681, 1980.
9. C. C. Lin, Y. Y. Lan, *Stud. Appl. Math.*, 60, 97, 1979.
10. G. Bertin, C. C. Lin, in "Evolution of Galaxies" (Proc. 10 IAU Regional Astron. Meeting), ed. J. Palous, 1988, p. 255.
11. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 62, 805, 1985.
12. D. Lynden-Bell, A. J. Kalnajs, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 157, 1, 1972.
13. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
14. А. М. Фридман, V. L. Polyachenko, *Physics of gravitating systems*, v. 1, 2, Springer-Verlag, N.Y. 1984.

14. В. Л. Поляченко, А. В. Стрельников, Астрон. циркуляр, N1520, 1, 1988.
15. V. L. Polyachenko, in "Dynamics of Astrophysical Discs" ed. J. Sellwood, Cambridge Univ. Press, 1990, p. 199.
16. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 125, 1965.
17. W. H. Julian, A. Toomre, Astrophys. J., 146, 810, 1966.
18. В. Л. Поляченко, Астрон. циркуляр, N1538, 27, 1989
19. А. Тоомре, in "Dynamics of Astrophysical Discs", ed. J. Sellwood, Cambridge Univ. Press, 1990, p. 153.
20. Н. Н. Горькавый, Астрон. циркуляр, N1538, 31, 1989.
21. F. H. Shu, Astrophys. J., 160, 89, 1970.
22. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М. 1970.
23. Б. Б. Кадомцев, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 33, 361, 1981.
24. Л. А. Арцимович, Р. А. Сагдеев, Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М, 1979.
25. C. S. Suttun, New Scientist, 88, 491, 1980.
26. Sky and Telescope, July 1981, 62, N1.
27. Mercury 1981, X, N6, (November/December).

УДК: 524.5 - 36

## НОСИ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ.

В.К.ХЕРСОНСКИЙ, А.А.ЛИПОВКА

Поступила 5 апреля 1991  
Принята к печати 20 мая 1991

В работе рассматриваются спектроскопические характеристики молекулы гипохлорноватистой кислоты в контексте обсуждения возможностей обнаружения этой молекулы в межзвездной среде. Рассчитаны силы линий и вероятности ряда радиативных переходов между нижними вращательными уровнями  $\text{HOCl}$ . Оценены ожидаемые оптические толщины в межзвездных линиях этой молекулы.

*1. Введение.* В настоящее время в межзвездной среде обнаружен ряд молекул-галиды металлов, содержащих достаточно редкие элементы  $\text{Cl}$  и  $\text{F}$  ( $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{AlCl}$ ,  $\text{AlF}$ ) [1]. Наблюдение этих молекул является важным методом определения относительного содержания указанных элементов в различных по своим свойствам конденсатах межзвездной среды и, следовательно, методом изучения обмена сравнительно тяжелыми элементами между межзвездной средой и звездами на различных стадиях их эволюции. Упомянутые выше соединения хлора, уже обнаруженные в межзвездной среде, являются солями соляной кислоты. Они наблюдаются в оболочках звезды  $\text{IRC}+10216$ . Скорее всего [1] они образуются в горячих частях атмосферы при термодинамическом равновесии, а оттуда выбрасываются в холодную оболочку. Таким образом они могут быть использованы для изучения физических условий в протяженной звездной атмосфере (в частности, для изучения скорости потери массы). Относительное содержание молекул критично к температуре, поэтому оно является характеристикой равновесия в атмосфере.

Во всем иные соединения галогенов могут быть обнаружены в сравнительно холодных облаках межзвездного газа. Металлы в таких объектах, по-видимому, заметно истощены на пылинках. Поэтому можно ожидать, что здесь галогены существуют в виде простых химических соединений с водородом, кислородом или другими элементами, не подвергающимися истощению при низких температурах. Простейшим из таких соединений является соляная кислота  $\text{HCl}$ . Однако вращательная постоянная этой молекулы в основном  $x^1\Sigma^-$  электронном состоянии довольно велика:  $B=10.44 \text{ см}^{-1} = 313.2 \text{ ГГц}$ . Это значит, что даже самый низкочастотный вращательный переход имеет частоту

$\nu \approx 626$  ГГц и длину волны  $\lambda \approx 480 \mu\text{m}$ , то есть попадает в область спектра, неудобную для наблюдений современными радиотелескопами. Переходы между уровнями сверхтонкой структуры (ядро  $^{35}\text{Cl}$  имеет спин  $I = 3/2$ ) одного и того же вращательного состояния разрешены лишь в магнитном дипольном приближении, то есть их интенсивности ничтожно малы. Поэтому при поисках галогенов в межзвездных облаках могут оказаться удобными другие молекулы, содержащие такие широко распространенные элементы, как, например, углерод или кислород. Такие молекулы, являясь более массивными, имеют вращательные спектры, попадающие в сантиметровый или миллиметровый диапазоны, то есть могут наблюдаться с помощью хорошо развитых чувствительных методов современной радиоастрономической спектроскопии. Одной из таких молекул является молекула гипохлорноватистой кислоты,  $\text{HClO}$ . Микроволновый и миллиметровый спектры этой молекулы были исследованы в работе [2].

Цель данной работы состоит в расчете сил линий и вероятностей вращательных переходов между нижними вращательными уровнями  $J \leq 5$  и оценке ожидаемых оптических толщин в линиях этой молекулы при условиях, характерных для облаков межзвездного газа.

2. *Силы линий и вероятности вращательных переходов HClO.* Молекула  $\text{HClO}$  относится к типу слегка асимметричных ротаторов. Ее спектроскопические характеристики были определены в [1] путем сшивания наблюдаемых спектров с теоретическими выражениями для частот переходов. Эти характеристики перечислены в табл.1 для двух изотопических модификаций  $\text{H}^{16}\text{O}^{35}\text{Cl}$  и  $\text{H}^{16}\text{O}^{37}\text{Cl}$ . Они включают в себя вращательные постоянные  $A, B, C$ , постоянные центробежного растяжения различных порядков  $D_J, D_{Jk}, D_k, d_1, d_2, H_J, H_{Jk}, H_{kJ}, H_k, L_k$  и постоянные, определяющие сверхтонкие расщепления,  $\chi_{aa}, \chi_{bb}, \chi_{cc}, c_{bb}$ . В эту таблицу включены также значения проекций электрического дипольного момента молекулы на главные оси инерции  $a, b, c$ :  $\mu_a$  и  $\mu_b$  ( $\mu_c = 0$ ). Параметр асимметрии молекулы  $\epsilon = (b - c)(a - c) = 6.53 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, молекула  $\text{HClO}$  близка к вытянутому симметричному ротатору. Каждое вращательное квантовое состояние этой молекулы характеризуется тремя квантовыми числами: вращательным моментом  $J$ , проекцией моментов на ось предельно вытянутого симметричного ротатора  $k_{-1}$  (проекция момента на ось инерции  $a$ ) и проекцией момента на ось предельно сплюснутого симметричного ротатора  $k_1$  (проекция момента на ось инерции  $c$ ). Четность вращательного состояния определяется проекцией  $k_1$ ;  $\pi = (-1)^{k_1}$ .

При учете сверхтонких расщеплений состояния молекулы характеризуются величиной полного углового момента  $F$ . Эта величина определяется в соответствии с правилами сложения моментов в квантовой механике и может принимать полуцелые значения  $F = |J - I|, |J - I| + 1, \dots, |J + I|$ , где  $I = 3/2$  - спин ядра  $^{35}\text{Cl}$  или  $^{37}\text{Cl}$ .

Вероятность электрического дипольного вращательного перехода между состояниями  $(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F)$  можно представить в виде

$$A(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) = \frac{64 \pi^4}{3hc^3} \nu^3 (J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) \frac{S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F)}{2F' + 1}, \quad (1)$$

где  $\nu$  - частота перехода, а  $S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F)$  - сила линии вращательного перехода с учетом сверхтонкой структуры.

$$S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) = (2F' + 1)(2F + 1) \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} J & J & F \\ 1 & F & J \end{matrix} \right\}^2 S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F). \quad (2)$$

Здесь  $\left\{ \begin{matrix} J & J & F \\ 1 & F & J \end{matrix} \right\} - 6j$  - символ (свойства  $6j$ -символов обсуждаются в [3]),  $S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F)$  - сила линии вращательного перехода без учета сверхтонкой структуры или при  $t=0$ . Если нас интересуют чисто вращательные переходы, то сила линии определяется как

$$\sum_{FF'} S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) = \\ = S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F), \quad (3)$$

а вероятность перехода

$$A(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) = \sum_{FF'} A(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) = \\ = \frac{64 \pi^4}{3hc^3} \nu^3 (J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F) \times \\ \times \frac{S(J' K'_{-1} K_1 F' \rightarrow J K_{-1} K_1 F)}{(2J' + 1)}. \quad (4)$$

При этом учтено, что для перехода между различными вращательными состояниями частота перехода определяется главным образом энергиями вращательных уровней и слабо зависит от сверхтонких расщеплений (см. соотношение соответствующих констант в табл. 1).

Таблица 1

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛЯ ДВУХ  
ИЗОТОПИЧЕСКИХ МОДИФИКАЦИЙ МОЛЕКУЛЫ  
ГИПОХЛОРНОВАТИСТОЙ КИСЛОТЫ\*

	$\text{H}^{16}\text{O}^{35}\text{Cl}$	$\text{H}^{16}\text{O}^{37}\text{Cl}$
A	$0.613483882 \cdot 10^6$	$0.613461473 \cdot 10^6$
B	$0.151167899 \cdot 10^5$	$0.148504414 \cdot 10^5$
C	$0.147257769 \cdot 10^5$	$0.144728950 \cdot 10^5$
D <sub>J</sub>	$0.268885 \cdot 10^2$	$0.259726 \cdot 10^2$
D <sub>JK</sub>	$0.125142 \cdot 10^4$	$0.121581 \cdot 10^4$
D <sub>K</sub>	$0.1301989 \cdot 10^6$	$0.1302897 \cdot 10^6$
d <sub>1</sub>	-0.63516	-0.59999
d <sub>2</sub>	$-0.5612 \cdot 10^{-1}$	$-0.4749 \cdot 10^{-1}$
H <sub>J</sub>	$-0.236 \cdot 10^{-4}$	$-0.185 \cdot 10^{-4}$
H <sub>JK</sub>	$-0.416 \cdot 10^{-2}$	$-0.9 \cdot 10^{-3}$
H <sub>KJ</sub>	0.761	0.660
H <sub>K</sub>	$0.1249 \cdot 10^3$	$0.1284 \cdot 10^3$
L <sub>K</sub>	0.169	0.193
χ <sub>aa</sub>	$-0.121958 \cdot 10^3$	$-0.96233 \cdot 10^2$
χ <sub>bb</sub>	$0.59519 \cdot 10^2$	$0.47002 \cdot 10^2$
χ <sub>cc</sub>	$0.62439 \cdot 10^2$	$0.49231 \cdot 10^2$
c <sub>bb</sub>	$-0.19 \cdot 10^{-1}$	$-0.15 \cdot 10^{-1}$
μ <sub>a</sub>	0.3627	
μ <sub>b</sub>	$0.1471 \cdot 10^1$	

\* Данные взяты из работы [2]

Методами квантовой механики можно показать, что сила линии чисто вращательного перехода может быть представлена в виде [4]

$$S(J' K' -1 K' \rightarrow J K -1 K) = (1 - \pi \pi') (2J + 1) (2J' + 1) \times \\ \times \left[ \frac{1}{2} \mu_a^2 F_0^2 (J' K' -1 K' \rightarrow J K -1 K) + \right.$$

$$+ \mu \frac{1}{2} F_1^2 (J' K'_{-1} K_1 \rightarrow J K_{-1} K_1) ]. \quad (5)$$

Величины  $F_\lambda (J' K'_{-1} K_1 \rightarrow J K_{-1} K_1)$  в этой формуле выражаются следующими суммами:

$$F_\lambda (J' K'_{-1} K_1 \rightarrow J K_{-1} K_1) = \sum_{k=-\min(J, J')}^{\min(J, J')} g_{k_{-1} k_1}^J(K) g_{k'_{-1} k'_1}^{J'}(K + \lambda) \times \\ \times \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ K & \lambda & -K - \lambda \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь  $\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ K & \lambda & -K - \lambda \end{pmatrix}$  - 3j-символ Вигнера (свойства этих символов обсуждаются в [3]),  $g_{k_{-1} k_1}^J(K)$  - коэффициенты разложения волновой функции асимметричного ротатора по волновым функциям симметричного ротатора. Вычисление этих коэффициентов в общем случае требует использования громоздких численных методов диагонализации гамильтониана асимметричного ротатора. Однако в рассматриваемом случае слегка асимметричного ротатора коэффициенты  $g_{k_{-1} k_1}^J(K)$  можно рассчитать путем их разложения по малому параметру  $\epsilon$ . С учетом членов второго порядка малости это разложение имеет вид

$$g_{k_{-1} k_1}^J(K) = \sqrt{\frac{1 + \pi_y \delta_{k_0}}{2}} \{ \delta_{KK_{-1}} [ 1 - \epsilon^2 P(JK_{-1} K_1) ] - \\ - \epsilon (1 - \delta_{KK_{-1}}) [ Q_K(JK_{-1} K_1 + \epsilon R_K(JK_{-1} K_1)) ] \}, \quad (7)$$

где

$$P(JK_{-1} K_1) = \frac{1}{2} \left[ \left[ \frac{F_{K_{-1} K_{-1} - 2}^{JK_1}}{4(K_{-1} - 1)} \right]^2 + \left[ \frac{F_{K_{-1} + 2 K_{-1}}^{JK_1}}{4(K_{-1} - 1)} \right]^2 \right], \quad (8)$$

$$Q_K(JK_{-1} K_1) = \left[ \frac{F_{K_{-1} K_{-1} - 2}^{JK_1}}{(K_{-1}^2 - K^2)} \right]^2 \quad (9)$$

$$R_K(JK_{-1} K_1) = \frac{F_{K_{-1} K_{-1} - 2}^{JK_1} F_{K_{-1} K_{-1} - 2}^{JK_1}}{(K_{-1}^2 - K^2)^2} - (1 - \delta_{K_{-1} 1}) \times$$

$$\times \frac{F_{K_{-1}K_{-1}-2}^{JK_1} F_{K_{-1}K_{-1}-2}^{JK_1}}{4(K_{-1}-1)(K_{-1}^2-K^2)} + \frac{F_{K_{-1}+2K_{-1}}^{JK_1} F_{K_{-1}K_{-1}+2}^{JK_1}}{4(K_{-1}-1)(K_{-1}^2-K^2)}, \quad (10)$$

а величины  $F_{KK'}^{JK}$  отличны от нуля лишь при  $\Delta K = K' - K = 0, \pm 2$  и в этом случае определяются выражениями

$$F_{KK}^{JK} = \frac{1}{2(1 + \pi_v \delta_{K0})} \left\{ K^2 - J(J+1) \left[ 1 - \pi_v \left( \frac{\delta_{K1}}{2} - \delta_{K0} \right) \right] \right\}, \quad (11)$$

$$F_{K+2, K}^{JK} = F_{K, K+2}^{JK} = \frac{1}{4} \sqrt{1 + \pi_v \delta_{K0}} \times \\ \times \sqrt{(J+K+2)(J+K+1)(J-K)(J-K-1)}. \quad (12)$$

Величина  $\pi_v$ , входящая в формулы (7), (11) и (12), есть  $(-1)^{K_1+J}$ .

Приведенные формулы позволяют рассчитать силы линий всех разрешенных правилами отбора. Эти правила вытекают из свойств  $3j$ -символов и величин  $F_{KK'}^{JK}$ , входящих в формулы (6) и (8)-(10). Согласно правилам отбора электрический дипольный переход происходит между уровнями противоположной четности  $\pi \pi' = -1$  (или  $K_1' - K_1$  - нечетное); при этом угловой момент  $J$  может изменяться не более чем на единицу. То есть  $J' - J = 0, \pm 1$ . Правила отбора по проекции момента  $K_{-1}$  являются несколько более сложными. Если в (7) использовать нулевое приближение по  $\epsilon$ , то переходы возможны лишь с выполнением правила  $K_{-1}' - K_{-1} = \lambda$ . Физически это означает, что переходы с  $K_{-1}' = K_{-1} \pm \lambda$  являются наиболее сильными. Они при  $\lambda=0$  точно соответствуют вращательным переходам симметричного ротатора. Если учесть в (7) члены первого порядка малости по  $\epsilon$ , то оказываются возможными переходы с  $\Delta K_{-1} = K_{-1}' - K_{-1} = \pm \lambda \pm 2$ . Однако они более слабые; величина  $F_{\lambda}(J' K_{-1}' K_1' \rightarrow J K_{-1} K_1)$  в этом случае пропорциональна  $\epsilon$ , а сила линии перехода пропорциональна  $\epsilon^2$ . Наконец, если учесть в (7) члены порядка  $\epsilon^2$ , окажутся возможными еще более слабые переходы, подчиняющиеся правилу отбора  $K_{-1}' - K_{-1} = \pm \lambda \pm 4$ .

Силы линии чисто вращательных переходов без учета сверхтонких расщеплений, рассчитанные по формулам, приведенным выше, представлены в табл.2. В эту таблицу включены все переходы между уровнями с  $J, J' \leq 5$  и для компактности записи квантовые числа  $K_{-1}; K_1$  заменены на  $\tau = K_{-1} - K_1$ . Обратный переход можно сделать воспользовавшись выраже-

Таблица 2

РАССЧИТАННЫЕ СИЛЫ ЛИНИЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ  
ПЕРЕХОДОВ МОЛЕКУЛЫ НОСЛ

$J' \tau'$	$J \tau$	$S_{\text{H}}$	$J' \tau'$	$J \tau$	$S_{\text{H}}$	$J' \tau'$	$J \tau$	$S_{\text{H}}$
$k - l$	$k - l$	(деб <sup>2</sup> )	$k - l$	$k - l$	(деб <sup>2</sup> )	$k - l$	$k - l$	(деб <sup>2</sup> )
1 -1	0 0	0.132	3 1	3 0	0.307	5 -5	4 -3	4.328
1 0	0 0	2.164	3 2	3 0	1.893	5 -4	4 -4	6.492
1 1	1 0	0.197	3 3	3 2	0.691	5 -4	4 -3	0.631
1 1	1 1	3.246	3 3	3 1	1.893	5 -4	4 0	1.298
2 -2	1 0	1.082	4 -4	3 -3	3.246	5 -3	4 -2	0.631
2 -2	1 -1	0.263	4 -4	3 -2	3.246	5 -3	4 -1	1.298
2 -1	1 -1	3.246	4 -3	3 -3	5.410	5 -2	4 -2	4.544
2 -1	1 0	0.197	4 -3	3 -2	0.493	5 -2	4 -1	0.553
2 0	1 1	0.197	4 -3	3 1	0.811	5 -2	4 2	0.649
2 1	1 1	3.246	4 -2	3 -1	0.493	5 -1	4 -3	4.544
2 2	1 0	3.246	4 -2	3 0	0.811	5 -1	4 0	0.553
2 0	2 -2	5.410	4 -1	3 0	0.395	5 -1	4 1	0.649
2 0	2 -1	0.110	4 -1	3 -1	4.057	5 0	4 0	6.059
2 1	2 -1	1.803	4 -1	3 3	0.270	5 0	4 1	0.421
2 2	2 1	0.439	4 0	3 -2	4.057	5 0	4 4	0.216
2 2	2 0	1.803	4 0	3 1	0.395	5 1	4 -1	6.059
3 -3	2 -2	0.395	4 0	3 2	0.270	5 1	4 2	0.421
3 -3	2 -1	2.164	4 1	3 1	5.680	5 1	4 3	0.216
3 -2	2 2	4.328	4 1	3 2	0.230	5 2	4 2	7.790
3 -2	2 1	0.351	4 2	3 0	5.680	5 2	4 3	0.237
3 -2	2 2	0.361	4 2	3 3	0.230	5 3	4 1	7.790
3 -1	2 1	0.361	4 -2	4 -3	0.059	5 3	4 4	0.237
3 -1	2 0	0.351	4 -2	4 -4	9.737	5 4	4 4	9.737
3 0	2 1	0.219	4 -1	4 -3	4.382	5 5	4 3	9.737
3 0	2 0	3.606	4 0	4 -1	0.237	5 -3	5 -4	0.048
3 1	2 2	0.219	4 0	4 -2	4.382	5 -3	5 -5	11.901
3 1	2 -1	3.606	4 1	4 -1	3.408	5 -2	5 -4	5.554
3 2	2 2	5.410	4 2	4 1	0.533	5 -1	5 -2	0.193
3 3	2 1	5.410	4 2	4 0	3.408	5 -1	5 -3	5.554
3 -1	3 -3	7.573	4 3	4 1	1.947	5 0	5 -2	4.760
3 -1	3 -2	0.077	4 4	4 3	0.947	5 1	5 0	0.434
3 0	3 -2	3.156	4 4	4 2	1.947	5 1	5 -1	4.760
3 1	3 -1	3.156	5 -5	4 -4	0.658	5 2	5 0	

НИЯМИ

$$K_{-1} = E \left[ \frac{\tau + J + 1}{2} \right], \quad K_1 = K_{-1} - \tau, \quad (13)$$

где  $E [ ]$  - целая часть от выражения, стоящего в скобках.

Таблица 3

РАССЧИТАННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ  
ВРАЩАТЕЛЬНЫМИ УРОВНЯМИ С УЧЕТОМ СВЕРХТОНКИХ  
РАСЩЕПЛЕНИЙ, А ТАКЖЕ ОЦЕНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  
ОЖИДАЕМОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ДЛЯ РЯДА ЛИНИЙ  
МОЛЕКУЛЫ  $N^{16}O^{35}Cl$ .

$J'$	$\tau'$	$J$	$\tau$	$F'$	$F$	$\nu$ (МГц)	$A(S^{-1})$	$\tau$
3	-2	2	-1	3/2	3/2	88949 .30	1 .14D -07	1 .9D -04
				5/2	3/2	88926 .11	3 .05D -07	5 .2D -04
				7/2	5/2	88926 .42	3 .51D -07	9 .1D -04
				7/2	7/2	88910 .77	5 .85D -08	2 .0D -04
				9/2	7/2	88934 .06	4 .05D -07	1 .4D -03
3	-1	2	0	7/2	7/2	90084 .31	6 .08D -08	2 .0D -04
				5/2	3/2	90099 .15	3 .17D -07	5 .2D -04
				7/2	5/2	90099 .27	3 .65D -07	9 .1D -04
				3/2	1/2	90106 .81	2 .98D -07	2 .4D -04
				9/2	7/2	90106 .93	4 .21D -07	1 .4D -03
				5/2	5/2	90109 .83	1 .03D -07	2 .6D -04
4	-3	3	-2	9/2	9/2	118546 .63	8 .81D -08	1 .5D -04
				7/2	5/2	118568 .25	9 .14D -07	9 .6D -04
				9/2	7/2	118569 .90	9 .73D -07	1 .3D -03
				5/2	3/2	118571 .13	9 .10D -07	6 .4D -04
				11/2	9/2	118572 .99	1 .05D -06	1 .8D -03
				7/2	7/2	118579 .03	1 .44D -07	2 .0D -04
				5/2	5/2	118594 .45	1 .46D -07	1 .5D -04

В табл. 3 приведены результаты расчетов вероятностей переходов между вращательными уровнями с учетом сверхтонких расщеплений. В таблицу включены лишь те переходы, для которых в работе [2] определены точные значения частот и рассмотрены уровни, энергии которых не превышают 100К.

Аналогичные данные приведены в табл. 4 для  $\text{H } ^{16}\text{O } ^{37}\text{Cl}$ . Вероятности и силы линий одинаковых переходов в обеих изотопических модификациях мало отличаются; существенные различия имеются лишь в частотах. Спектр, измеренный в работе [7], простирается вплоть до 330 ГГц, и все переходы не могут быть обсуждены здесь в силу ограниченного объема статьи. Однако приведенные формулы позволяют рассчитать силы линий и вероятности вращательных переходов для всех измеренных линий с достаточно хорошей точностью.

Таблица 4

РАССЧИТАННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ  
ВРАЩАТЕЛЬНЫМИ УРОВНЯМИ С УЧЕТОМ СВЕРХТОНЫХ  
РАСЩЕПЛЕНИЙ, А ТАКЖЕ ОЦЕНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  
ОЖИДАЕМОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ДЛЯ РЯДА ЛИНИЙ  
МОЛЕКУЛЫ  $\text{H } ^{16}\text{O } ^{37}\text{Cl}$ .

$J'$	$\tau'$	$J$	$\tau$	$F'$	$F$	$\nu$ (МГц)	$A$ ( $\text{S}^{-1}$ )	$\tau$
4	-3	3	-2	7/2	5/2	116519.47	8.67D-07	3.1D-04
				9/2	7/2	116520.75	9.23D-07	4.4D-04
				5/2	3/2	116521.88	8.63D-07	2.0D-04
				11/2	9/2	116523.17	9.97D-07	6.0D-04
				5/2	5/2	116540.13	1.38D-07	4.9D-05
4	-4	3	-3	5/2	3/2	117282.79	9.40D-07	9.3D-04
				7/2	5/2		9.44D-07	1.4D-03
				9/2	7/2	117285.63	1.00D-06	2.0D-03
				11/2	9/2		1.08D-06	2.7D-03
4	-2	3	-1	7/2	5/2	118029.50	9.02D-07	2.9D-04
				9/2	7/2	118030.60	9.60D-07	4.2D-04
				5/2	3/2	118031.74	8.98D-07	1.9D-04
				11/2	9/2	118033.02	1.03D-06	5.7D-04
				7/2	7/2	118037.64	1.42D-07	6.2D-05
				5/2	5/2	118049.49	1.44D-07	4.7D-05

3. Оценки ожидаемых оптических толщин межзвездных молекул. Рассчитанные значения сил линий и вероятностей вращательных переходов позволяют оценить ожидаемые значения оптических толщин в линиях межзвездной молекулы НОСИ. Это можно сделать с помощью формулы

$$\tau(JK_{-1}K_1F \rightarrow J'K'_{-1}K'_1F') = \frac{8\pi^{5/2}}{3h\nu_T} S(J'K'_{-1}K'_1F' \rightarrow JK_{-1}K_1F) \times$$

$$\times \frac{n_{JK_{-1}K_1F}}{2F'+1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu(J'K'_{-1}K'_1F' \rightarrow JK_{-1}K_1F)}{kT_K}\right) \right] N_L. \quad (14)$$

Здесь принято, что состояние среды близко к термодинамически равновесному с температурой, равной кинетической температуре газа.  $N_L$  - число молекул НОСІ на луче зрения,  $\nu_T$  - тепловая скорость,  $n_{JK_{-1}K_1F}$  населенность нижнего уровня;

$$n_{JK_{-1}K_1F} = \frac{2F+1}{Q(T_K)} \exp\left\{-\frac{E_{JK_{-1}K_1F}}{kT_K}\right\}, \quad (15)$$

где  $Q(T_K)$  - статистическая сумма по вращательным состояниям молекул с учетом сверхтонких расщеплений

$$Q(T_K) = \sum_{JK_{-1}K_1F} (2F+1) \exp\left\{-\frac{E_{JK_{-1}K_1F}}{kT_K}\right\} \approx$$

$$\approx (2I+1) \sqrt{\frac{\pi}{ABC} \left(\frac{kT}{h}\right)^3}. \quad (16)$$

В формуле (16) учтено, что сверхтонкие расщепления малы по сравнению с чисто вращательными энергиями и ими при вычислении статистических сумм можно пренебречь. То же можно сделать при вычислении населенностей и частоты в (14). Таким образом, зависимость оптической толщины от квантовых чисел  $F$ ,  $F'$  определяется лишь сомножителем вида  $(2F+1)^2 \left\{ \frac{I J F}{1 F' J'} \right\}^2$ . Формулы (14)-(16) позволяют рассчитать ожидаемые значения оптической толщины, если задать тепловую скорость молекул,  $\nu_T$ , кинетическую температуру  $T_K$  и содержание молекул НОСІ на луче зрения. Примем, что  $\nu_T = 0.5 \text{ км/с}$ ,  $T_K = 20 \text{ К}$ ,  $N_L = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Последняя величина выбрана с учетом космической распространенности атомов  $^{35}\text{Cl}$  и предположения о том, что относительные содержания молекул НОСІ и НСО такие же, как и отношения космических распространенностей хлора и углерода (содержание молекул НСО на луче зрения в межзвездном газе  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ).

Оцененные значения ожидаемой оптической толщины для ряда линий  $\text{H}^{16}\text{O}^{35}\text{Cl}$  приведены в табл.3. Эти оценки показывают, что оптическая тол-

щина в лінійях обговорюваної молекули може досягати значень  $\sim 10^{-3}$ , що представляє достатньо велику величину. При температурі облака  $\sim 20$  К можна очікувати, що яркісна температура в лінійях буде досягати 0.020 К. Якщо для пошукових спостережень використовувати сучасний радіотелескоп з не дуже вузькими каналами спектра ( $\sim 0.5$  МГц), то необхідні часи накоплення сигналу можуть скласти декілька десятків хвилин, що повністю прийнятно для радіотелескопів типу 30-метрового дзеркала IRAM в Іспанії. Постановка відповідних спостережень може принести важливу інформацію об обміні елементами групи галогенів між зльоздами і міжзльоздною середою, а також о хімічних процесах в міжзльоздної середі, вовлекаючих галогени, як в випадку виявлення, так і в випадку негативних результатів пошуку обговорюваних молекул.

Спеціальна астрофізическа обсерваторія АН СРСР

## НОСІ IN THE INTERSTELLAR MEDIUM

V.K.KHERSONSKII, A.A.LIPOVKA

The spectroscopic characteristics of the HOCl molecule are considered. The possibilities of the detection of this molecule in the interstellar medium are also discussed. The line strengths and probabilities for great number of the transitions between low rotational levels of HOCl are calculated. The expected optical depths of the interstellar lines of this molecule are estimated.

### Література

1. J.Cernicharo, M.Quellin, *Astrophys.J.*, 183, 110, 1987.
2. H.E.Gillis Singbell, W.D.Anderson, D.R.Willington, M.C.L.Gerry, E.A.Cohen, H.M.Pickett, F.J.Lovas, R.D.Suenram, *J.Mol.Spectrosc.*, 103, 466, 1984.
3. Д.А.Варшолович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский, Квантовая теория углового момента, Наука, М., 1975.
4. В.К.Херсонский, Препр. САО АН СРСР, N40L, 1986.

УДК 524.316-36

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. III. РОДИЙ

Ранее [1,2] мы выполнили определения содержания молибдена ( $Z=42$ ) и рутения ( $Z=44$ ) в атмосферах избранных проэволюционировавших звезд.

Определение содержания родия ( $Z=45$ ) в атмосферах звезд весьма затруднено значительным блендированием его обычно слабых линий, а также отсутствием надежных значений сил осцилляторов. Нам известна лишь одна попытка оценить содержание этого элемента. В [3] по одной линии Rh I (судя по использованному диапазону длин волн, это линия  $\lambda 5686.360 \text{ \AA}$ ; сила осциллятора взята из сводки Куруца и Пейтремана [4]) методом моделей атмосфер получено, что содержание родия в атмосфере  $\alpha$  Тау (K5 III) составляет  $[Rh]_{\odot}^{\alpha \text{ Tau}} = +0.9$ .

Мы предприняли поиск пригодных для анализа линий родия по известным атласам спектров звезд с достаточно высоким спектральным разрешением. При этом рассчитывались синтетические спектры в окрестностях линий родия. Выяснилось, что в спектральных диапазонах, охватываемых этими атласами, подходящих линий нет. Поэтому мы решили воспользоваться полученными Ветешником [5] эквивалентными ширинами девяти линий Rh I в спектре  $\beta$  Рег (M.2.5 II-III). Он измерил их по спектрограммам с дисперсией 4.1  $\text{\AA}/\text{мм}$ , используя метод разделения бленд.

Мы приняли следующие параметры модели атмосферы  $\beta$  Рег [6]: эффективная температура  $T_{\text{eff}} = 3600 \text{ K}$ , ускорение силы тяжести на поверхности  $lgg=1.2$ , микротурбулентная скорость  $V_t = 2.0 \text{ км/с}$ . Они основаны на детальном количественном анализе. С этими параметрами была рассчитана модель атмосферы звезды. Использовалась тартуская версия программы SAM1 [7]. Приняты значения сил осцилляторов линий Rh I из сводки Куруца и Пейтремана [4]. Для этой модели рассчитывались эквивалентные ширины исследуемых линий. Сравнение с наблюдаемыми эквивалентными ширинами позволило определить содержание родия. Результаты приведены в табл.1.

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ РОДИЯ В АТМОСФЕРЕ  $\beta$  Pegasi

$\lambda$ , А	Номер мультиплета	$\chi_{\text{нижн.эВ}}$	$\lg gf$ [4]	$W$ , мА	$\lg N$ (Rh)
3692.360	1	0.00	-0.24	162	1.92
3700.915	2	0.19	-0.14	84	0.36
3765.057	МГТ	0.71	-0.18	34	0.14
3799.311	8	0.70	+0.13	75	0.62
3822.262	8	0.96	+0.25	54	0.46
3872.390	МГТ	0.69	-1.76	10	1.01
3958.870	7	0.97	+0.19	50	0.44
4211.14	МГТ	0.70	-0.23	43	0.29
4288.71	МГТ	0.96	-0.60	32	0.85

Хотя точность измеренных в [5] эквивалентных ширин линий RhI различна (в основном, 20-50%), мы приведем среднее (по 9 линиям) значение содержания родия в атмосфере  $\beta$  Peg. Оно составляет  $N(\text{Rh})=0.7$  dex в шкале  $N(\text{H})=12.0$  dex. Для атмосферы Солнца получено  $N(\text{Rh})_{\odot} = 1.12 \pm 0.12$  dex [8]. Следовательно, относительное содержание родия в атмосфере  $\beta$  Peg  $[\text{Rh}]_{\odot}^{\beta \text{ Peg}} = -0.4$ . Есть основания считать, что это значение занижено.

Рассмотрим основные источники ошибок. Кроме значений сил осцилляторов линий Rh I, приведенных в [4] (они совпадают с данными Корлисса и Бозмана [9]), известны недавние определения Гуртовенко и Костыка [10]. По пяти об- щим в [4] и [10] линиям мы нашли, что силы осцилляторов в [10] в среднем на 0.32 dex выше. Их использование может лишь уменьшить полученное содержание родия. К этому же привел бы и учет возможного завышения эквивалентных ширин вследствие невыявленного блендирования. По-видимому, наиболее существенно влияет неуверенность в проведении уровня непрерывного спектра для звезды столь позднего спектрального класса, что обуславливает недооценку измеренных эквивалентных ширин и уменьшает получаемое содержание элемента.

Мы благодарны Я.В.Павленко за помощь при расчете модели атмосферы.

*The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. III. Rhodium.* The abundance of rhodium in the atmosphere of  $\beta$  Pegasi (M2.5 II-III) is determined using the model atmosphere technique. The abundance is  $N(\text{Rh}) = 0.7$  dex on a scale in which  $N(\text{H}) = 12.0$  dex.

8 июля 1991

Главная астрономическая  
обсерватория АН Украины

М.Я. ОРЛОВ  
А.В. ШАВРИНА

### Литература

1. М.Я. Орлов, А.В. Шаврина, *Астрофизика*, 28, 595, 1988.
2. М.Я. Орлов, А.В. Шаврина, *Астрофизика*, 32, 231, 1990.
3. В.Ф. Гонка, Н.С. Комаров, *Астрон. ж.*, 67, 1211, 1990.
4. R. L. Kurucz, E. Peytremann, *SAO Spec. Rep. N362*, 1975.
5. M. Vetesnik, *Folia prirodoved. fac. UJEP Brne*, 21, N3, 5, 1980.
6. V. V. Smith, D. L. Lambert, *Astrophys. J.*, 294, 326, 1985.
7. S. L. Wright, J. D. Argyros, *Comm. Univ. London Observ. N75*, 1, 1975.
8. E. Anders, N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197, 1989.
9. Ч. Корлисс, У. Бозман, *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов*, Мир, М., 1968.
10. Э. А. Гуртовенко, Р. И. Костык, *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов*, Наукова думка, Киев, 1989

## CONTENTS

Hot components of some stars in Orion and Carina regions <i>H.M.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian</i>	5
Observational study of fuors. III. FU Orionis in 1984-1990. A remarkable change in brightness decreasing rate . . . . . <i>M.A.Ibragimov</i>	11
On the sizes of real Trapeziums . . . . . <i>V.V.Hambarian, A.L.Mirzoyan</i>	27
A search for intrinsic polarization of stars . . . . . <i>M.H.Eritsian</i>	33
Observations of the gaseous nebulae W80 and Sh119 at four frequencies of decametric waveband . . . . . <i>E.A.Abramenkov, V.V.Krymkin</i>	39
Spectral and photometrical investigation of the clumpy irregular Markarian 1006 galaxy <i>A.R.Petrosian, K.A.Sahakian, V.H.Chavushian, F.Borngen</i>	49
Polarimetric investigation of the peculiar galaxy NGC 660 . . . . . <i>Y.P.Reshetnikov, V.A.Yakovleva</i>	61
Observations of the compact group of galaxies Shahbazian 130 . . . . . <i>A.S.Amirkhanian, E.G.Eghikian, N.A.Tikhonov, R.K.Shahbazian</i>	67
Polarimetric observations of OJ 287 in 1983-1991 . . . . . <i>V.A.Hageg-Thorn, A.I.Gataullina</i>	77
On the nature of recurrent activity of the nuclei of rotating galaxies . . . . . <i>A.M.Krigel</i>	85
Light scattering in aspherical nebula . . . . . <i>A.K.Kolesov, V.V.Sobolev</i>	97
Generation of soft X-ray radiation in the atmosphere of RR Lyrae <i>S.M.Andrievsky, I.A.Matveev</i>	111
Models of neutron stars in generalized bimetric theory of gravitation <i>M.R.Avakian, L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian</i>	121
Stability of astrophysical discs and rings . . . . . <i>V.L.Polyachenko</i>	131
HOCL in the interstellar medium . . . . . <i>V.K.Khersonskii, A.A.Lipovka</i>	151
<b>Notes</b>	
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. III. Rhodium <i>M.Ya.Orlov, A.V.Shavrina</i>	163

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О ПРИРОДЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ АКТИВИЗАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ГАЛАКТИК	А. М. Кригель	85
РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СФЕРИЧЕСКОЙ ТУМАННОСТИ	А. К. Колесов, В. В. Соболев	97
ГЕНЕРАЦИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ RR ЛИРЫ	С. М. Андриевский, И. А. Матвеев	111
МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ОБОБЩЕННОЙ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ	М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саврян	121
УСТОЙЧИВОСТЬ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДИСКОВ И КОЛЕЦ	В. Л. Поляченко	131
НОСИ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ	В. К. Херсонский, А. А. Липовка	151
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. III. РОДИЙ	М. Я. Орлов, А. В. Шаврина	163