

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

ИЗОЛИРОВАННЫЕ ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК. ВИРИАЛЬНЫЕ ОТНОШЕНИЯ МАССА—СВЕТИМОСТЬ	<i>В. Е. Кириченцева, И. Д. Кираченцев</i>	5
МОРФОЛОГИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. II	<i>Ф. Бернтен, А. Т. Каллаоляни</i>	17
ЕЩЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЯДЕР СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК	<i>Г. М. Товмасян</i>	25
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ M82	<i>А. С. Амирханян, В. А. Гагек-Торн, В. П. Решетников</i>	31
ГАЛАКТИКИ С СИЛЬНО ВЫТЯНУТЫМИ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ	<i>Б. И. Фесенки</i>	37
АНАЛИЗ АБСОРБЦИОННЫХ СПЕКТРОВ ОДИННАДЦАТИ КВАЗАРОВ С $Z_e > 2$	<i>С. А. Левшиков, Д. А. Варшавский</i>	49
НОВЫЕ H α ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ	<i>Мирян Кун</i>	63
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ γ У ТЕЛЬЦА	<i>Г. В. Зайцева</i>	67
О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ	<i>В. М. Асхуртов, В. В. Соболев</i>	81
О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ПУЛЬ- САРОМ PSR 1913+16	<i>Ю. В. Барышев</i>	93
О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ	<i>Е. А. Памятных</i>	101
ДВА ТИПА ПУЛЬСАРОВ?	<i>И. Ф. Малов, С. А. Сулейманови</i>	107
ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ЛУЧИ- СТУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НЕЙ- ТРОННЫХ ЗВЕЗД	<i>Г. Г. Пивлов, Д. Г. Яковлев</i>	119

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Астрофизика, АН Арм.ССР, 1982 г., том 18, вып. 1, стр. 1—176

Е Р Е В А Н

Խ ի ր ա զ ր ա կ ա ճ կ ռ ի ն զ ի ա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կուպան, Ա. Ա. Բուշարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Հ. Մ. Փոլմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ա. Բարզարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սամակյան, Լ. Ի. Սևդով,
Վ. Վ. Սիրիև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիթյան (սլաոն քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбачев, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь) И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Сааян,
А. Н. Седов, В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Томасян

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

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

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 р. 40 к., подписная плата за год 5 р. 60 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзгиза, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200

«ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կազմից: Հանդեսը ապացուում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջադավաթիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով:

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

Հանդեսը լայն է տեսնում առեկան ձևերում, 1 համարի արժեքն է 1 ո. 40 կ., բաժանորդագիրն է ո. 60 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզգիզատ»-ի բոլոր բաժանմուններում, իսկ առասանմանում «Մեծդուռառդեղայա կենդա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.77+524.8

ИЗОЛИРОВАННЫЕ ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК. ВИРИАЛЬНЫЕ ОТНОШЕНИЯ МАССА—СВЕТИМОСТЬ

В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА, И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 12 сентября 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Для 41 триплета галактик с измеренными лучевыми скоростями каждого компонента приведены дисперсия скоростей, линейный размер, интегральная светимость, вириальная масса и отношение вириальной массы к светимости. Аналогичные величины определены для выборки моделированных триплетов, составленной в результате применения того же критерия изолированности тройной системы к видимому распределению галактик ярче 15^m , построенному на ЭВМ методом случайных испытаний. Сравнение этих двух выборок обнаруживает неожиданно большое число ложных триплетов (ярчайших членов одной группы галактик или членов разных систем), размеры, дисперсия скоростей и вириальные массы которых близки к соответствующим параметрам реальных триплетов из списка [1]. Обсуждается проблема, как отличать физические триплеты галактик от оптических. Отмечены некоторые эффекты селекции, искажающие наблюдаемые характеристики триплетов. После исключения ложных тройных систем галактики предполагаемые физические триплеты имеют следующие средние физические параметры: линейный размер ~ 50 кпс, peculiarную скорость членов ~ 70 км/с, суммарную светимость $\sim 5 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ и отношение вириальной массы к светимости $\sim 10 f_{\odot}$.

1. *Введение.* В настоящей работе мы продолжаем публикацию результатов, полученных для изолированных триплетов галактик из списка [1]. Новые значения лучевых скоростей компонентов 54-х тройных систем [2] вместе с известными ранее для десяти [3—8] дают возможность определить вириальные массы и отношения масса—светимость для достаточно большой выборки триплетов галактик. Как было отмечено в [2], часть (35%) систем списка нельзя считать физическими триплетами. Три системы являются полностью оптическими (взаимные разности лучевых скоростей компонентов превышают 500 км/с), а 20 — частично оптические — состоят из пары галактик с близкими значениями лучевых скоростей и проектирующегося третьего компонента (они обозначены как «2+1»).

Здесь мы рассмотрим триплеты, которые в первом приближении можно считать физическими (взаимные разности лучевых скоростей компонент $\Delta V_{ij} \ll 500$ км/с). Весь исходный материал содержится в работах [1—8].

2. Сводка вириальных масс и отношений массы к светимости. Вириальные массы вычислялись по формуле, приведенной в [9].

$$\mathfrak{M} = 3\pi\gamma^{-1} \frac{n}{n-1} \langle \Delta V_r^2 \rangle \bar{R}, \quad (1)$$

где $n = 3$, γ — гравитационная постоянная, $\langle \Delta V_r^2 \rangle^{1/2}$ — средняя квадратичная лучевая скорость галактик относительно среднего для системы, \bar{R} — среднее гармоническое расстояние между компонентами триплетта в проекции.

Формула (1) дает нескорректированную оценку массы тройной системы, полученную в предположениях, что все компоненты триплетта имеют одинаковую массу, а ошибки измерений лучевых скоростей равны нулю. Построенная нами зависимость между пекулярной скоростью и светимостью не показывает сегрегации галактик в триплеттах по светимости, поэтому взвешивания по массам (светимостям) мы не проводили. Дополнительные расчеты показали, что взвешивание несущественно уменьшает значение вириальной массы. Учет ошибок измерения лучевых скоростей дает несмещенную оценку массы, \mathfrak{M}_{cor} . Она вычислялась по формуле

$$\mathfrak{M}_{cor} = 3\pi\gamma^{-1} \frac{n}{n-1} \left[\langle \Delta V_r^2 \rangle - \frac{2}{3} \langle \sigma_{\Delta V_r}^2 \rangle \right] \bar{R}, \quad (2)$$

где $\langle \sigma_{\Delta V_r}^2 \rangle$ — средняя квадратичная ошибка измерений лучевых скоростей.

Светимости вычислялись при $M_{\odot} = 5.40$ с учетом поправок за галактическое поглощение и красное смещение. В отличие от работы [2], где абсолютные величины определялись по индивидуальной лучевой скорости компонента, здесь использовано среднее значение лучевой скорости триплетта (V_0) при постоянной Хаббла $H_0 = 75$ км/с/Мпс.

Проекции линейных расстояний вычислялись по $\langle V_r \rangle$ и угловым расстояниям, измеренным на картах Паломарского атласа (кроме Т 1 и Андромеда, расстояние до которого принято равным 690 кпс).

Данные для 41 триплетта (назовем их каталожными триплеттами) приводятся в табл. 1. Обозначения столбцов следующие: 1 — номер триплетта, 2 — тип конфигурации, 3 — критерий изолированности (все по [1]), 4 — средняя исправленная лучевая скорость $\langle V_0 \rangle$ в км/с (по [2—8]), 5 —

Таблица 1

ВИРИАЛЬНЫЕ МАССЫ И ОТНОШЕНИЯ МАССА—СВЕТИМОСТЬ
КАТАЛОЖНЫХ ТРИПЛЕТОВ

№ тр. по [1]	Тип конф.	Крите- рий	$\langle V_0 \rangle$, км/с	$\Delta V_0^{2, 12}$, км/с	\bar{R} , кпс	$\frac{M}{M_\odot}$, ($10^{10} M_\odot$)	$f(f_\odot)$	$f_e(f_\odot)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	T	+++	-13	35	7.1	2.8	1.2	1.1
2	D	+++	5425	84	31.2	72.4	10.8	8.3
3	T	+++	1881	184	30.9	344.0	72.6	64.7
4	D	+++	5519	163	31.2	273.1	41.5	41.2
11	D	++-	4943	49	65.2	51.4	18.5	15.4
12	T	+++	6276	93	76.9	218.5	34.0	29.9
14	D	+++	6097	36	21.6	9.2	2.3	-0.7
15	T	+++	7335	130	57.7	320.3	45.5	39.0
16	T	+++	3882	58	136.4	150.7	49.4	42.6
21	D	+-	4167	88	15.3	38.9	20.9	19.7
22	D	+++	1794	61	21.0	25.6	22.5	21.2
23	T	+++	1720	98	14.1	44.4	43.3	33.4
25	L	+-	1421	155	36.6	288.7	175.0	160.2
26	D	---	1425	54	333.3	319.3	152.3	130.6
28	T	++	210	127	39.0	206.4	152.8	152.5
31	T	+++	7397	51	136.4	116.5	26.6	17.4
33	T	+++	845	212	24.8	366.0	58.1	57.4
34	T	+++	7433	100	272.7	895.9	69.0	65.6
36	T	+++	7166	66	17.0	24.2	6.5	2.0
38	L	++	5001	164	51.7	457.0	101.8	92.8
39	T	++	3129	60	33.3	39.4	9.0	5.0
41*	T	+++	7584	151	36.1	270.7	33.5	31.3
42**	T	-++	3904	96	33.0	99.8	17.9	12.2
43	T	-++	6748	125	36.1	185.5	45.9	44.3
44	D	++	10989	130	93.8	520.5	48.4	45.3
45	T	+++	4777	98	43.5	137.1	30.1	29.8
46	L	---	6186	137	150.0	924.8	211.6	197.5
48	D	+-	6881	53	71.4	65.9	16.9	11.5
50	D	---	2554	407	24.2	1316.3	143.1	140.8
51	L	+++	6123	136	45.4	276.2	45.0	42.4
54	T	+++	1653	120	33.3	157.7	82.2	75.4

* T 41 — С рассматривалась как одиночная галактика.

** T 42 — A, C, D. [2].

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
55	D	++-	1557	91	34.1	92.7	54.6	35.7
61	T	+++	8483	114	31.2	133.4	24.3	22.0
62	D	+--	2069	229	17.5	302.2	175.7	158.5
70	T	+++	418 ^a	68	81.1	123.2	49.4	45.5
71	T	+--+	4841	181	142.9	1537.5	175.7	173.5
78	T	+++	5118	76	76.9	146.0	22.5	-35.9
80	T	+++	714	102	166.7	569.4	461.8	459.5
81	D	+++	4447	128	55.6	299.0	46.2	43.5
82	D	+--+	4546	26	41.1	9.1	0.8	-2.8
83	D	+++	8803	385	41.7	2029.0	165.8	160.2

среднеквадратичная пекулярная скорость ΔV^2 ^{1/2} в км/с, 6 — среднее гармоническое расстояние между компонентами триплета в проекции R в кпс, 7 — масса триплета в единицах $10^{10} M_{\odot}$, 8 — отношение масса — светимость f в единицах f_{\odot} , 9 — несмещенное значение отношения масса — светимость f_0 в единицах f_{\odot} .

Как видно из табл. 1, диапазон значений масс и отношений масса — светимость у каталожных триплетов довольно широк ($3 \div 2000$) $10^{10} M_{\odot}$ и $(1 - 500) f_{\odot}$. У 25% выборки значения f составляют > 100 , у 66% — от 1 до 50, остальные 9% имеют f в интервале $(50 - 100) f_{\odot}$.

Отметим тот факт, что из десяти триплетов с $f > 100$ по крайней мере три (Т 25, Т 26, Т 28) входят в известные группы галактик и еще пять (Т 46, Т 50, Т 62, Т 71 и Т 83) характеризуются слабым выполнением критерия изолированности, что говорит о наличии в их близких окрестностях галактик сходных угловых размеров^{*}.

Это приводит нас к предположению, что завышенное значение отношения масса — светимость по сравнению со средним имеют триплеты, входящие в системы более высокой кратности, и именно это обстоятельство является основной причиной наблюдаемого асимметричного распределения каталожных триплетов по f . Прямую проверку этого предположения нельзя осуществить из-за недостатка данных о лучевых скоростях галактик вблизи изученных тройных систем. С другой стороны, трудно определить, какая часть каталожных триплетов является результатом случайного про-

* Триплеты 50 и 83 мы включили в рассмотрение как крайние случаи. У Т 50 не выполняется критерий изолированности для двух компонентов и разность лучевых скоростей больше принятой нами; у Т 83 также велика разность лучевых скоростей компонентов, но критерий выполняется для всех трех членов.

ектирования на луч зрения галактик из разных систем. Поэтому мы рассмотрели ситуацию с виртуальными массами триплетов, используя результаты моделирования видимого распределения галактик до предела 15^m7 .

Процедура моделирования была подробно описана в [10], а применение к каталогам изолированных и двойных галактик в [11, 12].

3. *Моделированные триплеты галактик.* В данном случае критерий изолированного триплета [1] был применен к 127 смоделированным «картам Паломарского атласа» с учетом реального фона более слабых галактик. Для каждой галактики в модели были, в частности, заданы: прямоугольные координаты в минутах дуги, видимая величина, лучевая скорость, угловой диаметр, а также индекс принадлежности к системе («одиночная», «двойная», «тройная», «группа», «скопление»).

Из 9433 смоделированных галактик критерий выделил 213, входящих в 71 триплет, что составляет 0,022 от полного числа смоделированных галактик до 15^m7 .

Список смоделированных триплетов был составлен аналогично списку [1]. Определялись взаимные расстояния, тип конфигурации и выполнение критерия изолированности. Основные параметры смоделированных триплетов и характеристики отдельных компонентов вычислялись так же, как и для реальных, каталожных тройных систем.

Рассмотрим подробнее характеристики смоделированных триплетов. Из общего числа 9433 галактик членами тройных систем оказались 1465, т. е. 15,5% (в модели [10] задано 15% тройных). Из них в выборке ярче 15^m7 были представлены:

одним компонентом $1 \times 1213 = 1213$ галактик, т. е. 82,8%,

двумя компонентами $2 \times 105 = 210$ галактик, т. е. 14,3%,

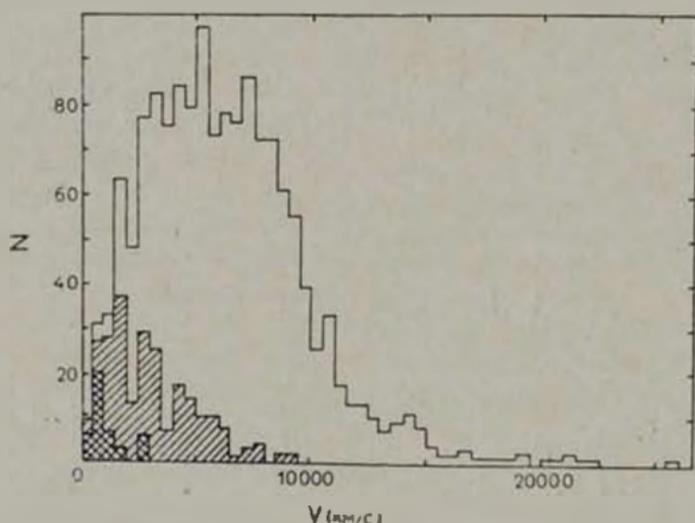
тремя компонентами $3 \times 14 = 42$ галактики, т. е. 2,9%.

Распределение смоделированных «тройных» галактик по лучевым скоростям приведено на рис. 1. Среднее значение соответствует лучевой скорости порядка 5000 км/с, т. е. глубина выборки примерно та же, что и для галактик каталога [3]. Однако обращает на себя внимание сегрегация по лучевым скоростям у галактик, попадающих в эту выборку одним, двумя и тремя компонентами. Из-за широты исходной функции светимости, принятой в модели, а также из-за фотометрического предела, попасть в выборку всеми тремя членами могут самые близкие триплеты. К этому вопросу мы вернемся, сравнивая характеристики каталожных и смоделированных триплетов.

Таким образом, безотносительно к условию изолированности, имеет место сильный эффект избирательности в глубину, обусловленный фотометрическим пределом выборки и широтой функции светимости галактик.

После применения критерия изолированности в списке моделированных триплетов из 14 «истинных» тройных систем осталось только 5. Неожиданным оказалось большое число ложных триплетов, удовлетворивших условию изолированности. В этом списке содержится 31 триплет, все три члена которых входят в одну группу. 35 триплетов представляют собой смесь членов систем различной кратности*.

Критерий не выделил в модели ни одного триплета, все члены которого относятся к одному скоплению, что естественно объясняется повышенной плотностью галактик сходных угловых размеров в скоплениях.



1. Распределение 1465 моделированных «тройных» галактик по лучевым скоростям. Двойная штриховка — моделированные триплеты, представленные в выборке тремя компонентами, косая штриховка — моделированные триплеты, попавшие в выборку двумя компонентами. Тройные, попавшие в выборку одним компонентом, не заштрихованы.

Как и при составлении реального списка [1], на этапе применения критерия к моделированным галактикам мы не учитывали сведений о лучевых скоростях компонентов. После того, как список моделированных триплетов был составлен, был проведен отбор по лучевым скоростям. Из 71 моделированного триплета полностью оптических оказалось 5, систем «2+1» (частично оптических) — 21, остальные 45 характеризуются такой же (≤ 500 км/с) разностью лучевых скоростей компонентов, что и предполагаемые физические в списке [1]. Таким образом, соотношение между

* В их число входят: «двойн.» + др. = 12, «тройн.» + др. = 7, «группы» + др. = 10, «скопл.» + др. = 1 (здесь в кавычках обозначены два члена моделированной системы в триплете); у 5 триплетов все три компонента принадлежат разным системам.

оптическими, частично оптическими и предполагаемыми физическими триплетами у каталожных и моделированных триплетов примерно одинаково (каталог 0.05:0.31:0.64 и модель 0.07:0.30:0.63).

Близки также распределения каталожных и моделированных триплетов по типам конфигураций, представленные в табл. 2.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТРИПЛЕТОВ ПО ТИПАМ КОНФИГУРАЦИИ

Тип конфигурации по [1]	Каталожные триплеты		Моделированные триплеты	
	Весь список (n=84)	Физ. трипл. (n=41)	Весь список (n=71)	Физ. трипл. (n=45)
"D" (Double)	38%	37%	44%	31%
"T" (Triangle)	49	53	36	49
"L" (line)	13	10	20	20

Из данных табл. 2 видно, что не наблюдается избытка ожидаемого устойчивого типа конфигурации («D») у реальных, каталожных триплетов по сравнению с моделированными. Это косвенно подтверждает, что истинное число физических триплетов невелико.

4. Сравнительные характеристики каталожных и моделированных триплетов. Средние параметры триплетов списка [1] и моделированных триплетов представлены в табл. 3—5 (указаны ошибки среднего). Каталожные триплеты сравнивались с моделированными, прошедшими критерий изолированности, а также с моделированными «истинно» тройными системами, не прошедшими принятый критерий. Рассмотрим вначале последние. Как видно из данных табл. 3, не удовлетворили критерию те триплеты, куда входят близкие ($V = 700$ км/с) карликовые ($L = 0.2-10^{10} L_{\odot}$) галактики. Это и понятно, поскольку такие объекты должны теряться на общем фоне галактик, тем более, что они имеют в среднем в $1.5 \div 2$ раза большие взаимные расстояния, чем моделированные тройные, прошедшие критерий. Низкая светимость триплетов этой подвыборки и является, видимо, причиной их завышенного значения отношения масса—светимость.

Рассмотрим теперь моделированные триплеты, прошедшие принятый критерий изолированности. Как упоминалось выше, они содержат «истинно» тройные системы, а также состоят либо из членов некоторой моделированной группы, либо из представителей систем различной кратности. При этом «истинно» тройные моделированные триплеты составляют всего 11% (5/45) от полного их числа.

В табл. 3 приведены данные для триплетов, отобранных только по ограничению лучевых скоростей (≤ 500 км/с). Сравнение характеристик, содержащихся в первых трех строчках табл. 3, показывает, что для ката-

ложных триплетов они мало отличаются от соответствующих средних значений моделированных триплетов. Однако видно, что реальные триплеты в среднем существенно ярче моделированных. Как было показано выше, критерий работает в сторону «уярчения» выборки, обрезая самые слабые триплеты.

Таблица 3
СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ КАТАЛОЖНЫХ И МОДЕЛИРОВАННЫХ ТРИПЛЕТОВ ГАЛАКТИК ($\Delta V_{ij} = 500$ КМ/С)

Параметр	Триплеты из [1]	Моделированные изолированные триплеты			Моделированные не изолированные триплеты ($n=9$)
	„каталожные“ ($n=41$)	„тройп.“ ($n=5$)	„группы“ ($n=31$)	„смешан.“ ($n=9$)	
$\langle V_0 \rangle$, км/с	4580±440	1750±460	5210±380	4050±830	750±120
$\langle R \rangle$, кпс	66±11	20±4	98±7	75±22	38±8
$\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2}$, км/с	144±13	55±7	133±13	171±38	44±8
$\langle L_{тр} \rangle$, $10^{10} L_{\odot}$	5.02±0.49	1.22±0.27	3.05±0.27	1.80±0.36	0.18±0.04
$\langle f_c \rangle$, f_{\odot}	65.6±13.4	56.3±98.3	268.6±92.0	285.5±97.7	194.3±59.8

Среднее значение f_c для реальных триплетов близко к таковому для «истинно» тройных моделированных систем, но значительно выше, чем известные индивидуальные оценки у галактик.

Таким образом, сопоставление различных средних параметров, представленных в табл. 3, показывает, что в списке [1] содержатся физические тройные системы, «верхушки» групп, а также смесь членов разных систем галактик.

Введем теперь ограничение по f_c , исключив из всех выборок триплеты с $f_c > 100$. Эти данные представлены в табл. 4. Видно, что глубина выборки, средний характерный размер, а также средняя светимость как моделированных, так и каталожных триплетов практически не изменились. Уменьшилось значение среднеквадратичной пекулярной скорости и — существенно — значение f_c , очевидно, из-за исключения ложных триплетов. Среднее значение отношения массы к светимости $\langle f_c \rangle = 27.8 \pm 4.3$ близко к оценкам f для двух компактных групп, полученным Роузом и Грахемом в [13], а также к значению f для группы NGC 1023, полученному Тулли [14].

Отметим, что «истинно» тройные моделированные триплеты в новой выборке уже составляют 20% (4/20).

Средние параметры каталожных триплетов хорошо соответствуют средним по модели.

Таблица 4

СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ КАТАЛОЖНЫХ И МОДЕЛИРОВАННЫХ ТРИПЛЕТОВ ГАЛАКТИК ($f < 100 f_{\odot}$)

Параметр	Триплеты из [1]	Моделированные изолированные триплеты			Моделированные не изолированные триплеты ($n=3$)
	«каталожные» ($n=31$)	«тройч.» ($n=4$)	«группы» ($n=14$)	«смешан.» ($n=2$)	
$\langle V_0 \rangle$, км/с	5000 \pm 420	2010 \pm 500	5870 \pm 730	1580 \pm 20	930 \pm 250
$\langle R \rangle$, кпс	55 \pm 9	19 \pm 5	74 \pm 7	45 \pm 3	40 \pm 15
$\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2}$, км/с	96 \pm 8	50 \pm 5	82 \pm 10	22 \pm 2	17 \pm 4
$\langle L_{тр} \rangle$, $10^{10} L_{\odot}$	5.13 \pm 0.52	1.47 \pm 0.15	3.80 \pm 0.50	0.92 \pm 0.87	0.23 \pm 0.08
$\langle f_{\odot} \rangle$, f_{\odot}	27.8 \pm 4.3	11.2 \pm 3.7	51.0 \pm 7.0	27.7 \pm 4.9	25.4 \pm 8.5

Возникает вопрос, насколько эти параметры отражают свойства реальных физических тройных систем. Можно образовать еще одну выборку триплетов, задав условие, чтобы в составе моделированных триплетов, прошедших критерий изолированности, по крайней мере половина составляли «истинно» тройные. При этом условии обрезания выборок по f будет $f < 30$. Результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАТАЛОЖНЫХ И МОДЕЛИРОВАННЫХ ТРИПЛЕТОВ ($f < 30 f_{\odot}$)

Параметр	Каталожные триплеты	Моделированные изолированные триплеты			Моделированные не изолированные триплеты ($n=1$)
	($n=14$)	«тройч.» ($n=4$)	«группы» ($n=3$)	«смешан.» ($n=1$)	
$\langle V_0 \rangle$, км/с	493 \pm 610	2010 \pm 500	6520 \pm 1900	1850	1430
$\langle R \rangle$, кпс	43 \pm 9	19 \pm 5	63 \pm 16	54	11
$\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2}$, км/с	64 \pm 7	50 \pm 5	49 \pm 9	18	25
$\langle L_{тр} \rangle$, $10^{10} L_{\odot}$	4.6 \pm 0.7	1.47 \pm 0.15	5.90 \pm 1.04	1.69	0.38
$\langle f_{\odot} \rangle$, f_{\odot}	6.8 \pm 4.0	11.2 \pm 3.7	9.0 \pm 4.2	3.4	6.7

Из 41 тройной системы списка [1] осталось 14 (т. е. 34%). Они имеют нормальное среднее значение $\langle f_{\odot} \rangle = 6.8 \pm 4.0$, соответствующее индивидуальным оценкам f для галактик.

По-видимому, параметры данной подвыборки можно считать типичными характеристиками физических триплетов.

5. Обсуждение результатов. Выводы. В литературе последних лет, посвященной оценкам отношения масса—светимость для группы галактик, все

большее значение приобретают работы, в которых различными способами проводится корректный учет фоновых галактик, а оценки видимых величин и лучевых скоростей делаются с максимально возможной точностью. Отметим уже упоминавшиеся работы [13, 14].

Однако при попытке составления любого обширного и однородного списка групп трудности, связанные с исключением фоновых галактик, существенно возрастают. Сложно подобрать критерий, который одинаково хорошо «работал» бы в областях с различной плотностью галактик.

Так, при составлении каталога группы [15] Тарнер и Готт выделяли области с поверхностной плотностью галактик, в $10^{3.4}$ раза превышающей среднюю. Дальний фон (галактики слабее 14^m) ими не учитывался. Средняя оценка отношения массы к светимости для всех групп Тарнера и Готта составила $140 M_{\odot}/L_{\odot}$, а для малонаселенных — 65. При этом сами авторы отмечают сильную засоренность их групп объектами переднего и дальнего фона.

В каталоге [15] оказалась 21 группа, состоящая из трех членов с $m_p \leq 14.0$, из них общих с нашим списком [1] — только 4. Оценки различных параметров групп делались [16], если имелись измеренные лучевые скорости хотя бы для двух галактик. Таких тройных систем оказалось всего 8, причем для 6 из них оценки выполнены по двум лучевым скоростям. Ясно, что этот материал не может быть предметом детального обсуждения и сравнения.

В нашей работе [1] критерий в некоторой мере учитывал фоновые объекты: значимыми соседями компонентов триплета с угловыми размерами a_i считались галактики, имеющие угловые размеры в интервале $(0.5 \div 2.0) a_i$, а контраст плотности над общим фоном был задан ~ 10 .

При этих условиях в состав триплетов пошло менее 1% галактик северного неба с видимыми величинами $m_p \leq 15.7$, что говорит о малой распространенности этих систем.

Отсев части ложных триплетов стал возможным после выполнения программы измерения лучевых скоростей [2]. Триплеты, которые по разностям лучевых скоростей мы посчитали оптическими, имеют «формальную» оценку $f \lesssim 10^4$. В системах «2+1» формальное применение теоремы о вириале для трех компонентов дает также очень высокое значение, $f \sim 3 \cdot 10^4$, в то время как для «пар» оно равно 5.7 ± 3.5 , что соответствует типичному значению для двойных галактик [12].

Поэтому на данном этапе исключение этих 23-х систем из числа физических триплетов представляется оправданным, тем более, что оно подтверждается результатами моделирования.

Гораздо сложнее интерпретировать данные, полученные для предполагаемых физических триплетов ($n = 41$) со средним значением $\langle f_c \rangle = 65.6 \pm 13.4$.

Анализ эффективности применявшегося критерия, а также оценку возможного вклада в список [1] не физических триплетов можно было провести лишь используя результаты моделирования [10]. Они показали следующее.

1. Исходный список триплетов [1], несмотря на определенную жесткость критерия и на исключение фоновых галактик, оказался засоренным триплетами — фрагментами групп галактик, а также ложными триплетами, состоящими из членов разных систем.

2. С увеличением в выборке истинно тройных систем уменьшается средний характерный размер триплета, среднеквадратичная пекулярная скорость и среднее значение отношения вириальной массы к светимости. Глубина выборки триплетов в списке [1] соответствует 5000 км/с и практически не меняется с отсевом ложных триплетов.

3. Можно считать, что физические триплеты характеризуются следующими параметрами: среднее гармоническое расстояние между компонентами в проекции $\langle \bar{R} \rangle = 50$ кпс, среднеквадратичная пекулярная скорость $\langle \Delta V \rangle = 70$ км/с, среднее отношение вириальной массы к светимости $\langle f_v \rangle \approx 10 f_{\odot}$, средняя светимость триплета $\langle L \rangle = 5 \cdot 10^{10} L_{\odot}$.

4. Завышенное значение L у каталожных триплетов по сравнению с истинными моделированными триплетами может быть объяснено так: либо большинство тройных систем списка [1] — это ярчайшие верхушки групп (см. соответствующие столбцы табл. 3—5), либо это отражает особенности происхождения тройных систем.

В заключение необходимо отметить, что в данной работе представлен один из вариантов интерпретации наблюдательных данных. Динамическая ситуация в тройных системах существенно сложнее, чем, например, в двойных галактиках либо в скоплениях. Аналитический учет различных эффектов селекции здесь крайне сложен.

Часть изученных нами систем может быть нестабильной из-за незамкнутого характера орбит в конфигурациях тройных галактик. Тогда применение теоремы о вириале для определения отношения масса—светимость становится спорным.

Подчеркивая в настоящей статье важность и трудность получения чистой выборки, в следующих работах мы предполагаем рассмотреть морфологические, спектральные и другие характеристики изученных триплетов, поскольку динамические соображения не могут быть единственными при выделении реальных тройных систем.

ISOLATED TRIPLETS OF GALAXIES.
VIRIAL MASS-TO-LIGHT RATIOS

V. E. KARACHENTSEVA, I. D. KARACHENTSEV

For 41 triplets of galaxies with measured radial velocities of each component the velocity dispersion, linear dimension, integral luminosity, virial mass, and mass-to-luminosity ratio are presented. Similar values are determined for a sample of simulated triplets which have been constructed by application of the same triple system isolation criterion to apparent distribution of galaxies with $m_b < 15^m7$, using the computer Monte-Carlo method. A comparison of these two samples have revealed unexpectedly a high number of spurious triplets, namely, bright members of a group or members of different systems of galaxies, whose dimension, velocity dispersion, and virial mass are close to the correspondent parameters of real triplets from the list [1]. The problem of distinguishing the physical and optical triple systems of galaxies is discussed. Some selection effects are noted which bias apparent characteristics of the triplets. After elimination of spurious triple systems of galaxies the rest of the suspected physical triplets have the following mean parameters: linear dimension ~ 50 kpc, peculiar velocity of a member ~ 70 km/sec, integral luminosity $\sim 5 \cdot 10^{10} L_{\odot}$, and virial mass-to-luminosity ratio $\sim 10 f_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, Изв. САО АН СССР (Астрофиз. исслед.), 11, 3, 1979.
2. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, Астрофизика, 17, 5, 1981.
3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, 1976.
4. И. Д. Караченцев, В. А. В. Сарлент, Б. Циммерман, Астрофизика 15, 25, 1979.
5. V. C. Rubin, W. Kent Ford, Jr., N. Thonnard, M. Roberts, J. A. Graham, A. J., 81, 687, 1976.
6. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, J. L. Nieto, A. J., 84, 1811, 1979.
7. J. Huchra, Catalogue of Radial Velocities, (частное сообщение)
8. J. R. Fisher, R. B. Tully, Astron. Astrophys., 41, 151, 1975.
9. D. N. Limber, W. G. Matthews, Ap. J., 132, 286, 1960.
10. И. Д. Караченцева, А. Л. Щербановский, Сообщ. САО АН СССР, 24, 45, 1979.
11. В. Е. Караченцева, Астрофиз. ж., 57, 1153, 1980.
12. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 16, 217, 1980.
13. J. A. Rose, J. A. Graham, Ap. J., 231, 320, 1979.
14. R. B. Tully, Ap. J., 237, 390, 1980.
15. E. L. Turner, J. R. Gott, Ap. J. Suppl. ser., 32, 409, 1976.
16. J. R. Gott, E. L. Turner, Ap. J., 213, 309, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

МОРФОЛОГИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. II

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 14 ноября 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Приведены результаты исследования профилей яркости 119 компактных галактик в окрестности скопления Эйбелла 2255, 47 компактных Цвикки и 96 галактик в скоплении Эйбелла 2255.

1. Введение. В работе [1] был опубликован список компактных галактик, обнаруженных нами на шмидтовских пластинках Таутенбургского двухметрового телескопа в окрестности скопления галактик $Zw\ C1\ 17^h 40^m 4 + 64^s 09' =$ Эйбелла 2255. В этой же области компактные галактики обнаружены также Цвикки, как в самом скоплении, так и в его окрестности [2]. Однако поиски Цвикки не носили систематического характера. В каталоге [2] приводится список 48 компактных галактик, из которых 33 находятся в измеренной нами области скопления в [3]. Между тем в работе [3] было показано, что примерно половина галактик в скоплении до $V = 18.0$ являются компактными. В настоящем сообщении, однако, в скоплении А2255 мы рассматриваем лишь компактные Цвикки. Остальные компактные галактики в скоплении морфологически изучаются вместе с другими его членами.

Настоящая работа является продолжением работы [4], где были исследованы профили яркости компактных галактик в области с координатами центра $\alpha = 07^h 59^m$, $\delta = +54^\circ 44'$ на основании измерения эквидисцитных диаметров на уровне разных плотностей. Там же изложена методика исследования. Для построения профилей яркости галактик и звезд получена серия эквидисцит. При этом, в отличие от [4], эквидисцитные изображения получены более мелким шагом, вследствие чего в построении профилей охвачено большее число точек.

2. *Результаты.* Профили яркости построены для 119 компактных галактик в общем поле по [1], 47 компактных галактик Цвикки по [2] и 96 галактик в скоплении А 2255 по [3]. При этом, как из выборки по [1], так и из выборки по [3] исключены компактные галактики Цвикки. Кроме того, профили яркости построены также для нескольких десятков звезд разных яркостей, находящихся на той же пластинке. Звездные величины этих звезд измерены на ирисовом фотометре, используя для построения характеристических кривых стандартные звезды в области галактики М 31.

Отметим, что пять компактных галактик Цвикки, входящих в общее поле (№ 8, 18, 45, 46 и 47 по [2]), не удовлетворяли принятым нами критериям компактности и поэтому не входили в список [1]. Все исследуемые объекты, как галактики, так и звезды — ярче 18^m в цвете V .

По измеренным эквиденситным диаметрам, D , и относительным интенсивностям эквиденсит, I , для объектов каждой выборки построены профили яркости. На диаграммах ($\lg I, D$) профили звезд прямолинейны вплоть до расстояния от центра их изображений, составляющего около 20% от их внешнего эквиденситного диаметра. К центрам изображений звезд профили становятся пологими. Профили же галактик, как компактных, так и не компактных, обычно становятся более пологими также во внешних частях их изображений. Это является следствием наличия у галактик внешнего гало сравнительно низкой поверхностной яркости, существенно отличающейся от поверхностной яркости основного тела галактик. Отклонение профилей от прямых, в основном, обусловлено самой внешней точкой, то есть эквиденситой, соответствующей самой низкой плотности почернения. При вычислении угловых коэффициентов профилей центральные области изображений объектов в указанных выше пределах относительных диаметров не рассматривались. Как и в работе [4], угловые коэффициенты (УК) вычислены с учетом (УК₊) и без учета (УК₋) самой внешней точки. Сопоставление УК₊ с УК₋ в случае галактик позволяет судить о наличии гало и его протяженности. Очевидно, что при отсутствии гало $УК_+ = УК_-$ а при его наличии должно иметь место неравенство $УК_+ < УК_-$. Однако в действительности имеются также галактики, главным образом компактные, для которых $УК_+ > УК_-$, то есть галактики, как бы обладающие «отрицательным» гало. Подобные объекты ведут себя как большинство звезд. Наличие случаев с $УК_+ > УК_-$ нужно объяснить флуктуациями в фоне пластинок. Это касается как звезд, так и галактик. Поэтому подобные объекты следует причислить к классу объектов, не обладающих сущим гало низкой поверхностной яркости.

На рис. 1 приводятся профили яркости некоторых компактных галактик из [1] с $УК_+ < УК_-$ и $УК_+ > УК_-$. Обычно галактики с $УК_+ > УК_-$ более слабые, чем те с $УК_+ < УК_-$. Существует некоторая за-

зависимость между проявлением гало и интегральной яркостью компактных галактик. Это хорошо видно на рис. 2, где приведены зависимости отношения $УК_-/УК_+$ от интегральной яркости V для компактных галактик Цвикки и компактных галактик, обнаруженных нами в [1]: объекты ярче 17^m , в основном, располагаются выше прямой $УК_-/УК_+ = 1$, то есть обладают заметным гало, тогда как среди более слабых компактных галактик много таких, которые располагаются ниже этой прямой. Это различие должно быть связано с масштабом снимков и применяемым шагом эквиденсит, поскольку исследуемые нами в настоящей статье объекты в подавляющем большинстве случаев определенно являются галактиками.

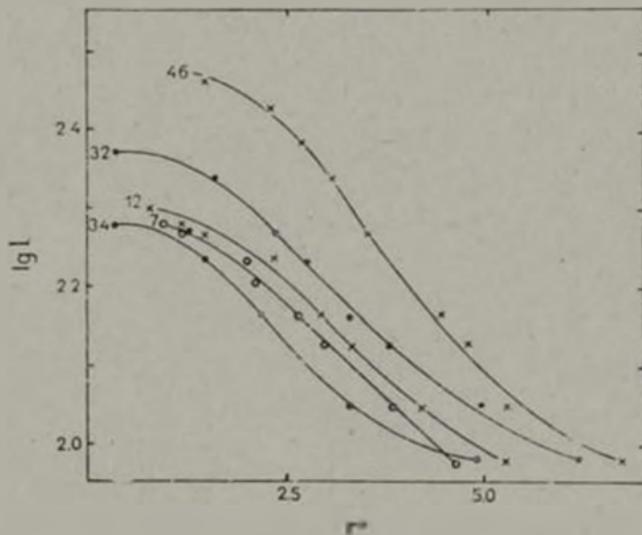


Рис. 1. Профили яркости некоторых компактных галактик. Слева от кривых обозначены номера объектов по [1]. Для № 7 и 12 $УК_+ > УК_-$, а для № 32, 34 и 46 — $УК_+ < УК_-$.

На рис. 3—5 приводятся диаграммы ($УК_+$, $УК_-$) для компактных галактик общего поля по [1], компактных галактик Цвикки и галактик в скоплении А 2255, соответственно. На диаграммах нанесены также положения измеренных звезд, находящихся в той же области. При этом в построении диаграмм на рис. 3 и 5 компактные галактики Цвикки не использованы. Кроме того, в случае вытянутых галактик в скоплении А 2255 рассматриваются угловые коэффициенты профилей вдоль больших осей этих галактик. На диаграммах сплошные линии проведены под углом в 45° , то есть на этих прямых $УК_+ = УК_-$. Как видим, большинство звезд располагается ниже прямой в 45° . Однако и среди компактных галактик не мало

подобных случаев. Имея в виду, что компактные объекты, обнаруженные как нами, так и Цвикки, определено являются галактиками, можно заключить, что среди них много очень компактных галактик. Изображения

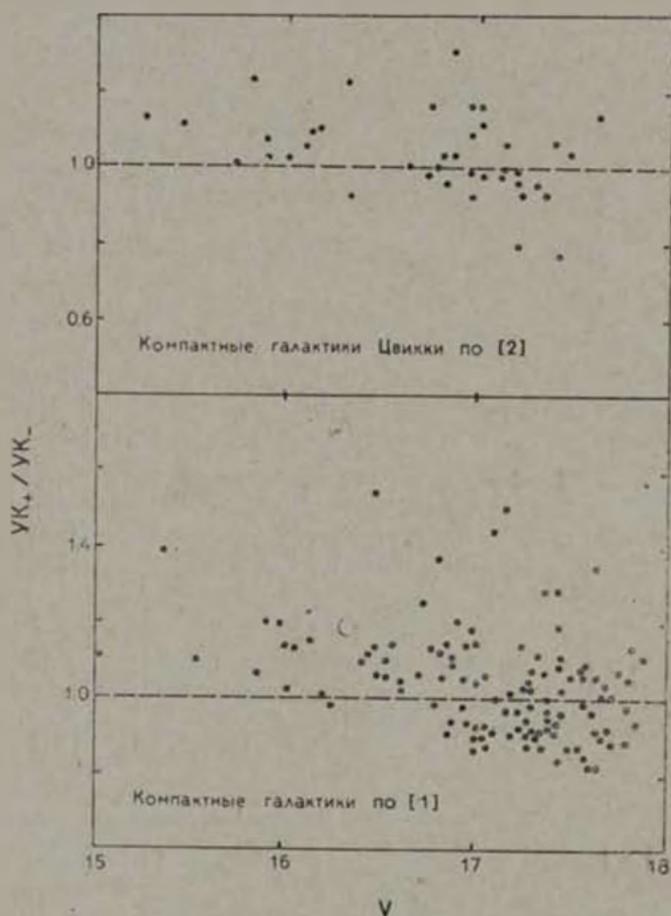


Рис 2. Зависимость отношения UK_+ / UK_- от интегральной яркости V .

большинства подобных объектов с $UK_+ \geq UK_-$ на картах Паломарского атласа не отличаются от изображений звезд. Компактные же галактики с $UK_+ < UK_-$ обладают заметным гало, но все-таки центральные тела имеют очень высокую поверхностную яркость. Поэтому степень компактности галактик лучше определять не присутствием или отсутствием гало, а по градиенту профилей яркости. Распределение галактик по угловым коэф-

коэффициентам $УК_+$ (или по областям А, В, С и D на диаграммах рис. 3—5) приводятся в табл. 1.

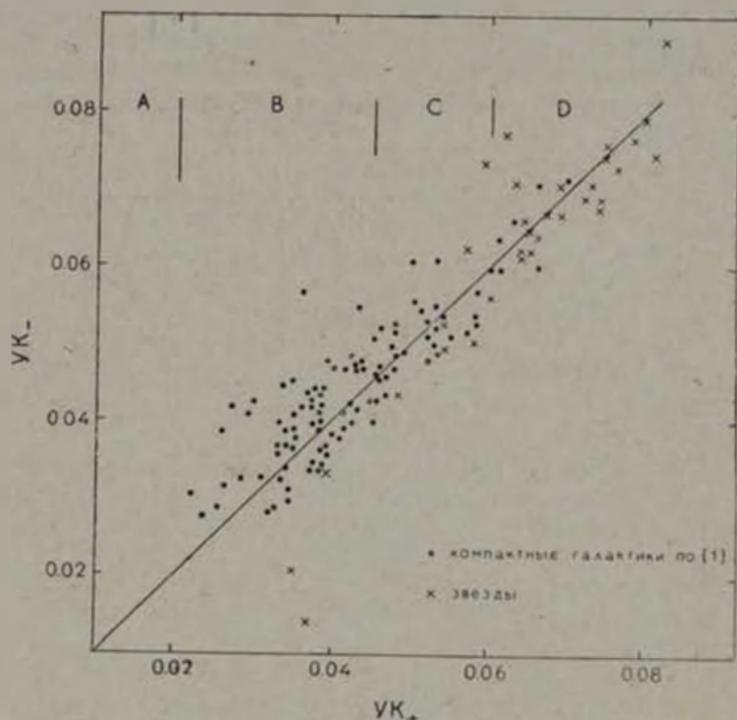


Рис. 3. Диаграмма ($УК_+$, $УК_-$) для компактных галактик общего поля по [1].

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК В РАЗНЫХ ВЫБОРКАХ
ПО ИНТЕРВАЛАМ $УК_+$

Таблица 1

Интервалы $УК_+$	Область на рис. 3—5	Компактные в поле по [1]			Компактные Цвикки по [2]			Галактики в A2255 по [3]		
		$\langle V_\sigma \rangle$	n	n/N	$\langle V_\sigma \rangle$	n	n/N	$\langle V_\sigma \rangle$	n	n/N
$УК_+ < 0.02$	A	—	—	—	17.3 0.07	2	0.04	16.8 1.25	5	0.05
$0.02 < УК_+ < 0.045$	B	17.1 0.53	76	0.64	16.7 0.61	42	0.90	17.1 0.67	74	0.77
$0.045 < УК_+ < 0.06$	C	17.2 0.61	36	0.30	17.1 0.07	2	0.04	17.2 0.45	16	0.17
$УК_+ > 0.06$	D	17.1 0.53	7	0.06	17.0	1	0.02	17.2	1	0.01
Общее число N			119			47			96	

В первом столбце табл. 1 приведены интервалы $УК_+$, во втором — наименование области на рис. 3—5. Далее приводятся средние значения звездных величин в каждом интервале $УК$, с их среднеквадратическими ошибками, количество галактик в интервалах и их относительное содержание в данной выборке. При этом эти данные приводятся отдельно для компактных галактик поля, компактных галактик Цвикки и галактик в скоплении А 2255.

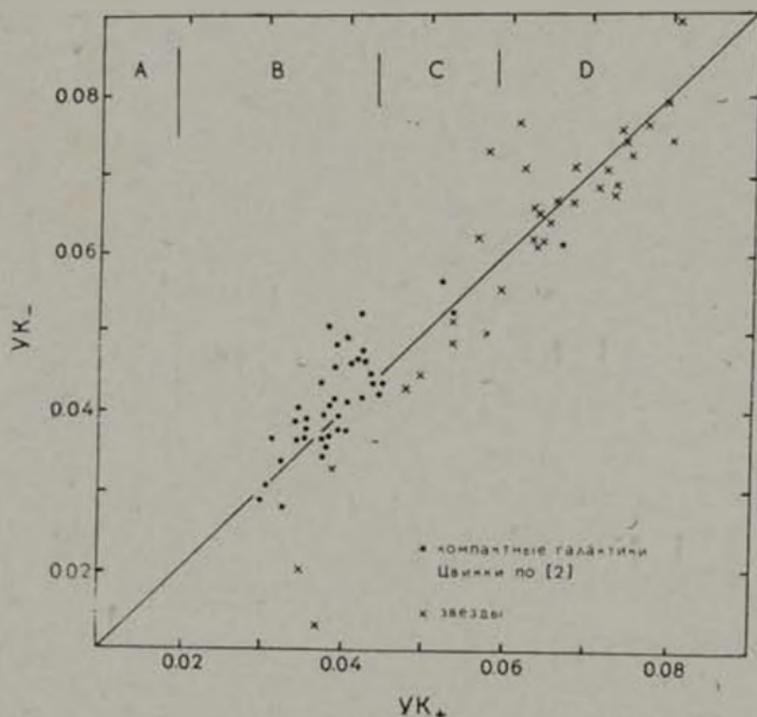


Рис. 4. Диаграмма ($УК_+$, $УК_-$) для компактных галактик Цвикки по [2].

Из данных табл. 1 видно, что 36% компактных галактик общего поля имеют довольно крутые профили с $УК_+ > 0.045$. Между тем, среди компактных галактик Цвикки только 6% обладают подобными профилями. Галактики в скоплении А 2255 занимают промежуточное положение. Последний результат, по-видимому, является следствием того, что это скопление, как это мы отмечали в работах [3, 5], весьма богато компактными галактиками. Возможно, что Цвикки не ставил себе целью выявлять все компактные галактики в этом скоплении. Как известно, он не проводил систематических поисков компактных галактик вообще до какой-нибудь определенной звездной величины. Наличие большого числа компактных галак-

тик в скоплении А 2255, включенных безусловно и в нашу выборку, не позволяет выявить различия между распределениями, приведенными на рис. 3—5 для компактных и не компактных галактик. Отметим, что в отличие от компактных галактик, на область А с пологими профилями яркости попадает некоторое число галактик скопления А 2255. Однако, в основ-

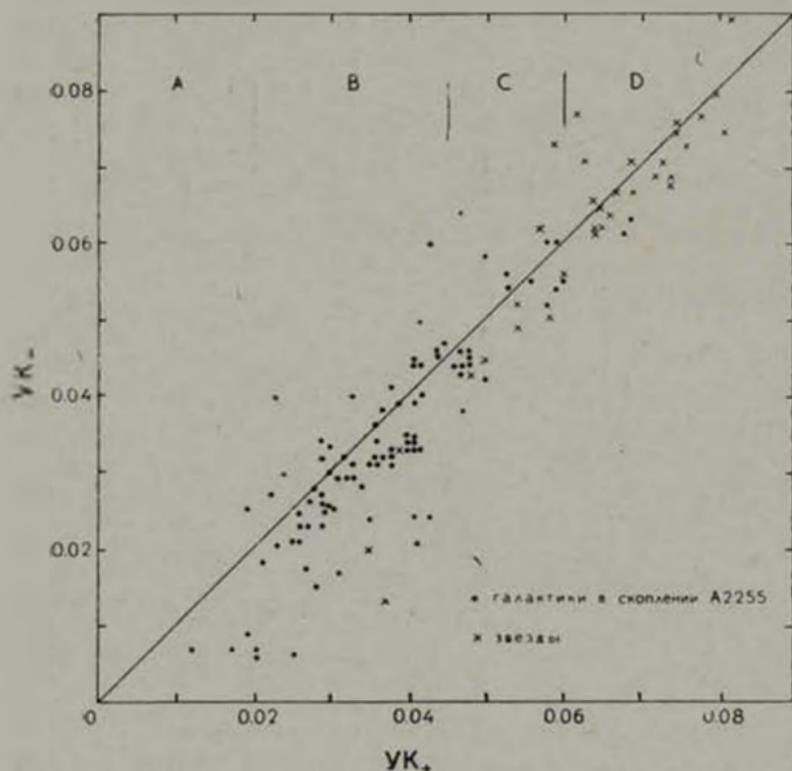


Рис. 5. Диаграмма (UK_+ , UK_-) для галактик в скоплении А2255 по [3].

ном, галактики скопления ярче $V = 18.0$ показывают одинаковое с компактными распределение на диаграмме (UK_+ , UK_-). Поскольку все же в скоплении А 2255 много галактик, не удовлетворяющих принятым нами критериям компактности, то мы приходим к сделанному уже нами в работе [4] выводу, что только по градиенту профилей яркости компактные галактики часто трудно отличимы от большинства галактик, не удовлетворяющих критериям компактности. Однако совместное рассмотрение наклонов профилей яркости и центральных интенсивностей объектов позволяет классифицировать галактики по степени их компактности. Этому вопросу будет посвящена отдельная статья.

Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству и сотрудникам Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленные возможности и гостеприимство.

Центральный институт
астрофизики АН ГДР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MORPHOLOGY OF COMPACT GALAXIES. II

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

The results of brightness profile investigation of 119 compact galaxies in the vicinity of A 2255 cluster, 47 Zwicky compacts and 96 galaxies in A 2255 are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бернген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 15, 393, 1979.
2. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Zürich, 1971.
3. Ф. Бернген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 13, 5, 1977.
4. Ф. Бернген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 18, 599, 1980.
5. А. Т. Каллоглян, Ф. Бернген, *Астрофизика*, 12, 697, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

ЕЩЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЯДЕР СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 22 апреля 1981

Результаты новых радиоаблюдений спиральных галактик [6], подтверждают реальность выявленной ранее [1—3] корреляции между радиоизлучением галактик и оптическими признаками активности их ядер: центральные, компактные радиосточники обнаруживаются большей частью, и тех галактиках, в которых наблюдаются расщепленные, звездообразные или звездоподобные ядра. Показано также, что поверхностные яркости галактик с относительно большими по размерам, яркими центральными сгущениями (обозначаемыми оценкой 3 по бюраканской классификации) в среднем выше при галактики у галактик центральных, компактных радиосточников. Высказано предположение, что более высокие поверхностные яркости галактик с центральными радиосточниками обусловлены, по всей вероятности, наличием не очень ярких звездообразных ядер, не выделяемых на фоне ярких центральных частей этих галактик.

Сопоставление бюраканских классов центральных частей спиральных галактик с данными об их радиоизлучении указывало [1—3] на наличие определенной корреляции — радиоизлучение более часто наблюдалось от галактик с расщепленными центральными сгущениями, обозначаемыми баллом 2 α [4], и от галактик, имеющих звездообразные или звездоподобные ядра, обозначаемых баллами 5 и 4 [5]. Относительное количество галактик с радиоизлучением оказалось несколько повышенным и среди галактик с нерегулярными сгущениями в их центральных частях, обозначаемых баллом 2.

Обнаруженная корреляция подтверждала высказанное в [5] предположение о том, что звездообразные и звездоподобные ядра находятся в активной фазе своего развития. Большой процент радиоизлучающих объектов среди галактик с расщепленными ядрами, а также с нерегулярными сгущениями в центральных частях указывал, что и в ядрах этих галактик,

особенно галактик с расщепленными ядрами, имели место взрывные процессы.

Использованные в работах [1—3] данные о радионизлучении галактик были получены при помощи радиотелескопов с недостаточно высоким угловым разрешением. Поэтому заключение о том, что ответственными за наблюдаемое радионизлучение являются ядра соответствующих галактик было сделано, главным образом, на основе обнаруженной корреляции. Лишь в случае нескольких близких галактик с большими угловыми размерами было видно, что радионизлучение, действительно, исходит из их центральных областей.

Опубликованные недавно Э. Хаммелом [6] результаты наблюдений на частоте 1415 МГц нескольких сотен галактик с помощью Вестерборкского синтезированного радиотелескопа, имеющего угловое разрешение около 23", позволяют проверить реальность обнаруженной в работах [1—3] корреляции между наличием радионизлучения и оптическими признаками активности ядер спиральных галактик. В работе [6] имеется 274 спиральных галактики, классификация центральных частей которых выполнена в Бюраканской астрофизической обсерватории [7]. У 70 из них, т. е. у $\approx 25\%$ были обнаружены компактные ядерные радионисточники с угловыми размерами около 20" (предельный поток 10 мЯн). Протяженные радионисточники обнаружены у 101 радионисточника. Распределение спиральных галактик с компактными и протяженными радионисточниками по бюраканским классам их центральных частей представлено в табл. 1.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК С КОМПАКТНЫМИ РАДИОИСТОЧНИКАМИ
ПО ТИПАМ ИХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ

	Бюраканские классы					
	1	2	3	4	5	2s
N_c — число галактик с компактными радионисточниками	3	11	19	22	10	5
N_p — число галактик с протяженными радионисточниками	4	23	27	33	9	5
N_t — полное число исследованных галактик	17	53	110	66	22	6
$N_c/N_t \cdot 100$	18	21	17	33	45	83
$N_p/N_t \cdot 100$	23	43	24	50	41	83

Рассмотрение табл. 1 показывает, что, как и указывали первые работы [1—3], при рассмотрении протяженных радионисточников, радионизлучение чаще наблюдается у галактик с оценками 4, 5, 2s, а также и у галактик с оценками 2.

В случае же рассмотрения только центральных, компактных радиосточников более отчетливое превышение относительного числа галактик с радиоизлучением наблюдается у галактик с оценками 2s, 5 и 4, т. е. у галактик с определенными оптическими признаками активности их ядер. Этот результат явно говорит о том, что расщепленные (2s), звездообразные (5) и звездopodobные (4) ядра галактик действительно находятся в активной фазе своего развития.

В статьях [2, 8] обращалось внимание также и на то обстоятельство, что мощность радиоизлучения у галактик с оптическими признаками активности их ядер в среднем несколько выше, чем у галактик без оптических признаков активности. Рассмотрение данных по галактикам с центральными компактными радиосточниками показывает, что в среднем более мощными являются центральные радиосточники у галактик со звездообразными ядрами. Средние значения логарифмов радиосветимостей (п Вт Гц^{-1}) у галактик с различными оценками их центральных частей таковы: 1 — 20.3 ± 0.2 , 2 — 20.7 ± 0.4 , 3 — 20.6 ± 0.7 , 4 — 20.8 ± 0.7 , 5 — 21.3 ± 0.8 (или 21.1 ± 0.6 без учета сейфертовской галактики NGC 1068 с заметно более мощным центральным радиосточником), 2s — 20.6 ± 0.4 . Как видно из рис. 1, более высокие, в среднем, радиосветимости галактик со звездообразными ядрами не являются следствием селекции наблюдательных данных — галактики с оценками 5 наблюдаются, в среднем, не на больших расстояниях, чем другие галактики.

Интересные результаты дает рассмотрение средних значений поверхностных яркостей галактик с оценкой у трех групп галактик — с центральными компактными радиосточниками, с протяженными радиосточниками и без наблюдаемого радиоизлучения. Оно показывает, что, хотя и среднеквадратичные отклонения достаточно велики, средние значения поверхностных яркостей растут при переходе от группы галактик без наблюдаемого радиоизлучения к группе галактик с центральными радиосточниками. Так, средняя поверхностная яркость у галактик без наблюдаемого радиоизлучения равна 23.9 ± 0.9 звездных величин с квадратной секунды дуги, у галактик с протяженными областями радиоизлучения — 23.6 ± 0.7 (при этом не учтены те галактики, у которых наряду с протяженными имеются и центральные радиосточники), а у галактик с центральными радиосточниками — 23.4 ± 0.9 . Это говорит, по всей вероятности, о том, что более высокие поверхностные яркости у спиральных галактик с оценкой 3, т. е. у галактик с непрерывным ростом яркости к центру, обусловлены на-

* Поверхностные яркости галактик с учетом их наклонов вычислялись, как указано в работе [9], по видимым звездным величинам галактик, приведенным в КГСГ Ф. Цинки и соавторов [10—13], и по их угловым размерам, приведенным в МК1 Б. А. Воронцова-Вельяминова и соавторов [14, 15].

личием у них дискретных ядер, которые трудно было обнаружить на достаточно ярком фоне центральных частей этих галактик, при наблюдениях с телескопом системы Шмидта.

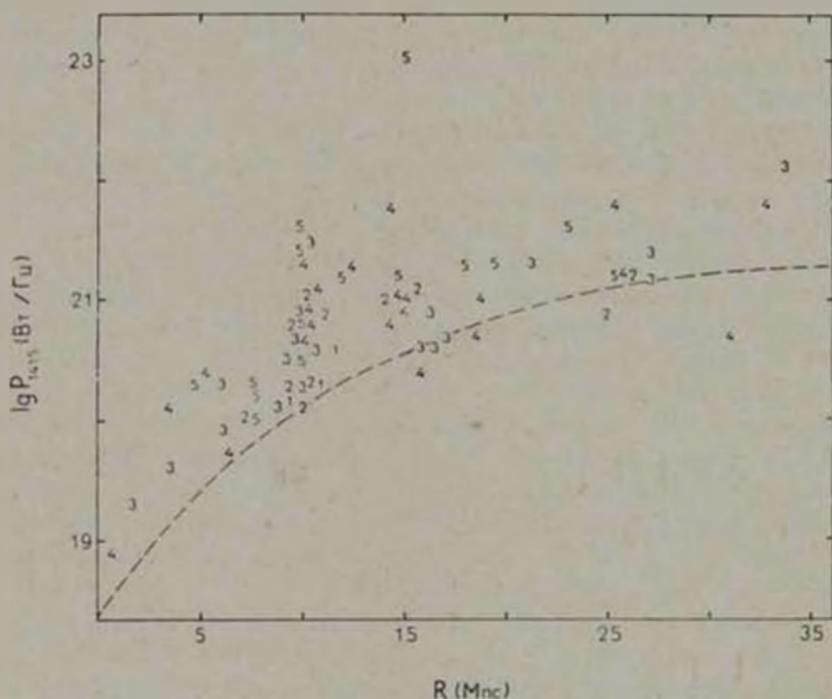


Рис. 1 Зависимость радиосветимостей центральных радионисточников галактик различных бюравинских классов (1, 2, 3, 4, 5, 2s — обозначено через s) от расстояния.

В свете этого становится очевидным, что и указываемое М. А. Аракеяном [16] возрастание относительного количества имеющих радионизлучение галактик с ростом их поверхностной яркости является следствием наличия в галактиках высокой поверхностной яркости активных ядер. Здесь, однако, как и в случае галактик с оценкой 3, не очень яркне звездообразные ядра явно не выделяются на фоне центральных частей соответствующих галактик, но все же увеличивают среднее значение их поверхностных яркостей.

Таким образом, рассмотрение результатов новых радионаблюдений спиральных галактик [6], выполненных с высоким угловым разрешением позволяющим выделять центральные радионисточники небольших угловых размеров, подтверждает сделанный ранее [1—3] вывод о том, что радионизлучение спиральных галактик наблюдается преимущественно в тех случаях, когда имеются оптические признаки активности их ядер, и что, сле-

довательно, оно обусловлено активными процессами, происходящими в ядрах.

Бюряканская астрофизическая
обсерватория

ONCE MORE ON THE RADIO EMISSION OF THE NUCLEI OF SPIRAL GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN

The results of new radio observations of spiral galaxies [6] prove the reality of the earlier noted [1—3] correlation between the radio emission of galaxies and the optical evidences of activity of their nuclei: the centrally located compact radio sources are detected mainly in those galaxies in which split, starlike or semistellar nuclei are observed. It has been also shown that surface brightnesses of galaxies with relatively large and bright central condensations (marked by 3 in Byurakan classification) are in the mean greater, when central compact radio sources are present. It is suggested that the greater surface brightnesses of galaxies with central radio sources are most probably due to the presence of not very bright stellar nuclei, which are invisible on the background of the bright central parts of these galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмассян, *Астрофизика*, 2, 419, 1966.
2. Г. М. Товмассян, *Астрофизика*, 3, 555, 1967.
3. H. M. Tovmassian, *Ap. J.*, 178, L47, 1972.
4. Г. М. Товмассян, *Астрофизика*, 2, 317, 1966.
5. А. Т. Колломян, Г. М. Товмассян, *Сообщ. Бюряканской обс.*, 38, 31, 1964.
6. E. Hummel, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 41, 151, 1980.
7. Классификация центральных частей 711 галактик, *Сообщ. Бюряканской обс.*, 47, 43, 1975.
8. H. M. Tovmassian, Y. Terzian, *Astrophys. Letters*, 15, 97, 1973.
9. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюряканской обс.*, 47, 3, 1975.
10. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies (CGCG)* vol. 1, 1961.
11. F. Zwicky, E. Herzog, *CGCG*, vol. 2, 1953; vol. 3, 1966; vol. 4, 1969.
12. F. Zwicky, M. Karwowski, C. T. Kowal, *CGCG*, vol. 5, 1965.
13. F. Zwicky, C. T. Kowal, *CGCG*, vol. 6, 1968.
14. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Краснотарская, *Морфологический каталог галактик (МКГ)*, том 1, М., 1962.
15. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *МКГ*, том 2, М., 1964; *МКГ*, том 3, М., 1963; *МКГ*, том 4, М., 1968.
16. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 13, 245, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ М 82

А. С. АМИРХАНЯН, В. А. ГАГЕН-ТОРН, В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 3 августа 1981

Принята в печати 5 декабря 1981

На 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории получены 2 спектрограммы волокистой структуры галактики М 82. Подтверждено, что в южной части галактики спектральные линии показывают доплеровские эллипсы. В северной части, однако, доплеровского расщепления не найдено. Предполагается, что в южной части галактики произошел локальный взрыв большой мощности, в результате которого образовалась сверхгигантская расширяющаяся пылевая оболочка. Оптическая поляризация М 82 обусловлена рассеянием на ней света ярких центральных областей галактики.

1. *Введение.* Пекулярная галактика М 82 (NGC 3034, Арп 337) представляет собой во многих отношениях уникальный объект. Это единственная известная в настоящее время галактика, показывающая очень высокую степень поляризации в периферийных областях, где четко видна волокистая структура. Сопоставление спектральных и фотометрических наблюдений привело в 1963 г. Линдса и Сандейджа [1] к выводу, что в ядре галактики произошел взрыв, в результате которого материя была выброшена в основном в направлении малой оси. Найденная Эльвнус [2] высокая поляризация приписывалась синхротронному излучению волокон.

Однако Эльвнус [3] настаивала на возникновении поляризации при рассеянии излучения галактики в пылевом гало. Аргументы в пользу гипотезы рассеяния были даны затем еще в нескольких работах [4, 5], и она получила окончательное подтверждение после того, как Висванатан [6] установил, что излучение в линии H, поляризовано в той же степени, что и излучение в континууме.

Это открытие одновременно заставило серьезно усомниться в наличии взрыва в ядре М 82, поскольку теперь объяснить наблюдаемый наклон линии H, движением вещества от ядра оказалось невозможным. Подроб-

ности этих исследований М 82, выполненных до 1973 г., можно найти в обзоре [7].

В дальнейшем появилось еще несколько работ, подтверждающих гипотезу возникновения поляризации при рассеянии независимо от взрыва, а сложный вопрос объяснения поля скоростей был решен в работе [8], автор которой, основываясь на результатах наблюдений М 81 и М 82 в линии λ 21 см, предположил, что в результате взаимодействия с М 81 вокруг М 82 (как это бывает в двойных звездах) возникло вращающееся кольцо из нейтрального водорода, принадлежавшего ранее М 81, которое вовлекло во вращение рассеивающие свет пылевые массы.

Таким образом, все основные наблюдательные факты получили объяснение, и большинство астрономов согласилось с тем, что никакого взрыва в М 82 не было. Однако в 1978 г. Эксон и Тейлор [9], получив две спектрограммы области волокнистой структуры в южной части галактики со щелью, направленной вдоль суточной параллели (под небольшим углом к большой оси), нашли, что линии H α и [N II] λ 6583 имеют вид доплеровских эллипсов с расщеплением, соответствующим скоростям 240 км/с и 270 км/с. Они интерпретировали это как следствие движения светящегося газа от центра галактики по поверхности конуса, иными словами, вернулись к гипотезе взрыва в ядре М 82.

Возможно, однако, что найденная расширяющаяся оболочка является локальным образованием. В этом случае на спектрограммах северной части галактики эллипсов быть не должно. С целью проверки этого обстоятельства нами были предприняты спектральные наблюдения М 82.

2. Наблюдения и их результаты. В апреле 1980 г. на 2,6-метровом телескопе Бюраканской обсерватории со спектрографом UAGS, установленным в фокусе Нэсмита, были получены две спектрограммы галактики М 82 в спектральной области вблизи H α . В качестве приемника использовался трехкаскадный ЭОП типа УМ-92 с магнитной фокусировкой, мультищелочным фотокатодом и экраном синего свечения. Фотографическая регистрация производилась с помощью перебрасывающей оптики, составленной из объективов Гелиос-40 \times и ОКП 4-100, на 35-мм перфорированную пленку Kodak 103a-O. В качестве источника спектра сравнения применялась лампа с гелий-неон-аргоновым наполнением. Оригинальная дисперсия (на фотокатод ЭОП) равнялась 50 А/мм, дисперсия на фотопленке — 40,3 А/мм. Разрешение, измеренное по линиям спектра сравнения, который впечатывался в начале и в конце каждой экспозиции, составляло около 3,2 А.

При наблюдениях щель спектрографа шириной 2" (2,0 А) и длиной 60" располагалась параллельно большой оси галактики и 20" к северу и югу от нее. Положения щели указаны на рис. 1. Рассмотрение спектрограм-



Рис. 1. Положения щели спектрографа при наблюдениях

К ст. А. С. Амрханянц и др.

мы, полученной для южной области галактики, показывает, что линия H_{α} имеет сложное строение. Она представляет собой немного размытый асимметричный эллипс. Из-за худшего, чем в [9], разрешения просвета в центре линии не видно. На спектрограмме для северной области эллиптичности в очертаниях линии H_{α} не заметно.

Спектрограммы были записаны на микрофотометре МФ-4 Астрономической обсерватории Ленинградского университета. Было сделано по 7—9 записей на разных по высоте расстояниях от середины линии. Образцы записей приведены на рис. 2. Здесь представлены профили (в плотностях) линий H_{α} и $[N II] \lambda 6583$ для середины и края линии на обеих спектрограммах. Ясно, что ширины линий существенно превышают ширину инструментального профиля. Ширины линий для северной области заметно меньше, чем для южной, а форма линий практически симметрична. В южной же части видно раздвоение линии H_{α} (или во всяком случае асимметричность, повторяющаяся и у линии $[N II] \lambda 6583$). Величина расщепления составляет около 5 Å или 240 км/с, что прекрасно согласуется с данными работы [9].

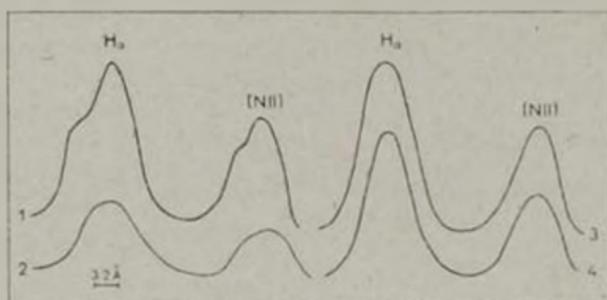


Рис. 2. Профили спектральных линий (и плотностях): 1 и 2 — в южной части галактики для середины и края линии, соответственно; 3 и 4 — то же в северной части галактики.

3. *Обсуждение результатов.* При рассмотрении полученных результатов прежде всего необходимо отметить, что в северной части галактики линии не показывают доплеровских эллипсов. Наличие же их в спектре южной части не вызывает сомнения. Это обстоятельство служит серьезным аргументом против гипотезы о симметричном взрыве в ядре галактики. С другой стороны, результаты и нашей работы, и работы [9] несомненно указывают на наличие в южной части галактики расширяющейся оболочки. Оболочка эта, как показывает изучение тонкой структуры эллипсов, весьма неоднородна. На нашей спектрограмме, полученной для области, близкой к центру галактики, существенно более сильным является длинно-

волновый компонент, на спектрограмме же для области, наиболее удаленной от центра (спектрограмма А в [9]), фиолетовый компонент сильнее.

Нам кажется, что эта оболочка может представлять собой локальное образование, возникшее в результате некоторого взрыва. По масштабу этот взрыв должен был быть существенно более мощным, чем взрыв сверхновой, поскольку линейные размеры оболочки очень велики. Согласно [9] большая ось доплеровских эллипсов составляет около $60''$, что для расстояния до М 82, равного 3.3 Мпс, дает линейный диаметр оболочки ≈ 900 пс. Отметим, что сверхгигантские галовые оболочки подобных размеров наблюдаются в других галактиках, например, в Большом Магеллановом Облаке [10].

Если считать, что оболочка содержит ионизованный газ, который светится в H_{α} , то возникает противоречие с наблюдениями поляризации, поскольку степень поляризации в континууме и в линии H_{α} одна и та же, а собственное свечение в H_{α} не должно быть поляризовано. На наш взгляд, возможность выхода из этого противоречия дает основание предположить, что оболочка является пылевой и светится, рассеивая излучение ярких центральных областей галактики. В образовании такой оболочки могут играть роль выметание пыли давлением испущенного при взрыве излучения и сгребание ее сброшенной при взрыве оболочкой. Количественная проверка этих предположений выходит за рамки данной статьи.

Авторы благодарны комиссии КТШТ за предоставление наблюдательного времени на 2.6-метровом телескопе БАО.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ленинградский государственный
университет

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE GALAXY M 82

A. S. AMIRKHANIAN, V. A. HAGEN-THORN, V. P. KESHETNIKOV

Two spectrograms of the filamentary structure of the galaxy M 82 have been obtained with the 2.6-m telescope of the Byurakan observatory. The presence of Doppler ellipses in spectral lines in the southern part of the galaxy is confirmed. However in the northern part Doppler splitting has not been found. We suppose that highly energetic local explosion has occurred in the southern part of the galaxy. As a result an expanding supergiant dust shell has been formed. The well-known optical polarization of M 82 is due to the scattering of the light of bright central regions of the galaxy by this shell.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. R. Lynds, A. R. Sandage, Ap. J., 137, 1005, 1963.*
2. *A. Elvius, Lowell Obs. Bull., 5, 281, 1962.*
3. *А. Эльвиус. Нестационарные явления в галактиках, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 384.*
4. *В. А. Газен-Торн, Астрофизика, 4, 93, 1968.*
5. *A. B. Solinger, Ap. J., 155, 403, 1969.*
6. *N. Visvanathan, Sky and Telescope, 40, 142, 1970.*
7. *В. А. Газен-Торн, Астрофизика, 10, 127, 1974.*
8. *G. A. Cottrell, M. N. RAS, 178, 577, 1977.*
9. *D. J. Axon, K. Taylor, Nature, 274, 37, 1978.*
10. *J. Meaburn, M. N. RAS, 192, 365, 1980.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

ГАЛАКТИКИ С СИЛЬНО ВЫТЯНУТЫМИ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 9 февраля 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Галактики, наблюдаемые с ребра, являются весьма подходящими объектами для использования их в качестве указателя пространственного распределения вещества во Вселенной. Вводится обозначение I для всех галактик с отношением малого диаметра к большому (D), не превышающим 0.10 и с $D \geq 1.0'$. Распределение F -галактик в пространстве, как это видно из распределения их угловых диаметров, равномерное, и нет никаких указаний на присутствие сверхскоплений. Вывод о равномерности пространственного распределения относится также и к $\sim 30\%$ галактик каталога Нильсона с произвольной ориентацией относительно наблюдателя. Изучена анизотропия в распределении позиционных углов F -галактик. Сделан вывод, что она обусловлена ошибками измерения угловых диаметров, зависящими от позиционного угла.

1. Введение. Развитие внегалактической астрономии в последние годы сопровождается усилением интереса к скоплениям и сверхскоплениям галактик, к скрытым массам и свойствам межгалактической среды. Многочисленные модели Вселенной и процессов, протекающих в ней, тесно связаны теперь с уровнем развития физики микромира. Случай с массой покоя пейтрино наглядно продемонстрировал всем шаткость позиции тех теоретиков, которые претендуют на детальную разработку картины начальных состояний Вселенной.

Слабость космологических теорий имеет еще один источник: они опираются на астрономические наблюдения, правильность предложенных истолкований которых все еще сомнительна. Например, при изучении распределения галактик на сфере и в пространстве необходимо принимать во внимание, во-первых, систематические ошибки звездных величин, меняющиеся от области к области и с расстоянием галактик, во-вторых, неравномерное поглощение света, обычно недооцениваемое, а также зависимость видимости галактик на фотографиях от условий наблюдений, различную при разных морфологических типах и расстояниях.

При игнорировании этих и других искажений (подчас трудно распознаваемых) создается впечатление, что проблема распределения галактик в пространстве может быть решена легко и быстро. Если же признать сложность ситуации с истолкованием соответствующих наблюдательных данных, то станет ясной необходимость предварительной работы по выделению таких галактик, которые были бы наиболее надежными индикаторами пространственного распределения вещества во Вселенной. Один класс таких объектов изучается в данной заметке.

2. F-галактики. Существуют галактики, выгодно отличающиеся по ряду признаков от других внегалактических объектов. Это сильно уплощенные системы, наблюдаемые с ребра. В дальнейшем изучаются те из них, для которых отношение малого диаметра к большому, d/D , не превышает 0.10. Величины d и D берутся по оценкам Нильсона [1], выполненным на синих картах Паломарского обзора неба.

Для краткости представителей этого класса будем называть F-галактиками. Символом F Воронцов-Вельяминов [2] обозначает плоские системы, видимые «чаще всего с ребра или почти с ребра». У нас символ F относится к галактикам с достаточно малой сферичностью d/D .

Примерами F-галактик могут служить объекты с номерами 4—29—60 и 7—30—11 из МКГ [2]. Их фотографии приводятся на стр. 36 монографии [3]. Перечислим некоторые преимущества, которые может дать систематическое изучение F-галактик.

Особый характер изображения позволяет легко отличить F-галактику от других галактик и звезд на любых расстояниях. Это очень ценно, так как неучтенная ошибка классификации галактик, зависящая от расстояния, легко приводит к появлению дефицита или избытка галактик фиксированного типа в некоторых интервалах расстояний или областях неба.

Угловой диаметр F-галактики измеряется уверенно. Производ исследователя здесь заметен не так, как в других случаях. Частично это объясняется тем, что положение большого диаметра устанавливается надежно и разные исследователи измеряют одно и то же.

Надежно определяется и ось вращения. Известны трудности с выяснением ориентации в случае E-галактик. Кажется, что наклон уверенно определяется и для спиральных галактик в положении плашмя. Но, во-первых, такие наклоны редки, так как плотность вероятности угла i между лучом зрения и осью вращения равна $\sin i$. Во-вторых, выделение случаев, когда $i = 0$, затрудняется наличием спиралей, часто несимметричных.

В случае F-галактик легко выделить область, занимаемую только звездами сферической составляющей.

Случайное проецирование на F-галактику других галактик и звезд распознается без труда.

3. *Выборка F-галактик.* По данным [1] нами было выделено 412 галактик с $\delta > -2.5^\circ$, $D > 1.0'$ и $d/D < 0.10$. Рассмотрим некоторые свойства этой выборки.

Ярчайшей оказалась галактика NGC 2820 = UGC 4961 с $m = 13.1^m$, $D = 4.4'$ и $d/D = 0.080$. Исправленная лучевая скорость равна +1799 км/с и при $H = 75$ км/с/Мпс линейный диаметр равен 30.6 кпс.

Из остальных F-галактик лучевая скорость известна только для NGC 3697 (кроме данных [1] использованы и более поздние источники). Для этой галактики $V_r = +3009$ км/с и линейный диаметр составляет 38.5 кпс.

Наиболее вытянутой является галактика UGC 2370 с $d/D = 0.033$. Наибольший угловой диаметр имеет галактика UGC 7321 = МКГ 4-29-60 с $D = 5.5'$. В каталогах [1] и [2] приводятся одинаковые значения для большого и малого диаметра этой галактики, хотя измерения выполнялись совершенно независимо.

У наиболее слабых F-галактик с $D > 1'$ $m = 18^m$. Наблюдаемый блеск таких объектов сильно ослаблен самопоглощением.

В каталоге [1] морфологические типы приводятся для большинства F-галактик. Символ S с различными добавлениями и без них приписан 90% F-галактик. В частности, к типу Sc отнесено 67% объектов. На карликовые системы приходится только 1%.

В каталог [2] попадает 117 из выделенных по данным [1] F-галактик. Большинство описаний — это F (плоские системы) с индексами b, с или d, характеризующими структурность, или без них. Явные признаки спиральных структур отмечены только в двух случаях, что не удивительно, так как эти галактики видны с ребра.

Из 130 F-галактик с $m < 15.7^m$ в список изолированных галактик Караченцевой [4] попало 13. Среди всех объектов с $m < 15.7^m$ процент изолированных составляет только 3.6%. Но вывод о повышенном числе изолированных объектов среди F-галактик был бы преждевременным. Средний угловой диаметр 13 изолированных F-галактик почти в два раза больше типичного углового диаметра галактик списка [4]. Между тем, вероятность того, что галактика удовлетворит критерию Караченцевой, сильно зависит от углового диаметра. После применения процента изолированных F-галактик к той же вероятности обнаружения, которая типична для всех галактик списка [4], этот процент уменьшается до $4 \pm 1\%$.

Просмотр списка [5] показал, что до сих пор в F-галактиках не наблюдалось ни одной сверхновой.

В последние годы неоднократно сообщалось о фотометрических, спектроскопических и радиоисследованиях галактик, наблюдаемых почти с ребра. Но ни одна из них не удовлетворяет условию $d/D < 0.10$.

Таким образом, класс F-галактик в некоторых отношениях еще не изучен. Особенно бросается в глаза отсутствие данных о лучевых скоростях. На всем небе число F-галактик должно составлять около 800.

4. Качество данных. 1. При отборе галактик по величине видимой сферичности ошибки округления значений d и D могут привести к систематическому искажению выборки при малых диаметрах. Учитывая такие ошибки и характер распределения значений d/D , целесообразно при разных диаметрах сравнивать не значения d/D , а доли P F-галактик с $0.09 \leq d/D \leq 0.1$. При $1' < D < 2'$ получаем $P = 0.41 \pm 0.026$, причем средняя ошибка оценена в предположении, что сферичности разных галактик взаимно независимы. При $D > 2'$ имеем $P = 0.40 \pm 0.068$. Таким образом, не оснований считать, что ошибки округления по-разному влияют на значения P при разных угловых диаметрах.

2. Средняя сферичность всех F-галактик равна 0.088. Для 117 из них, пошедших и в МКГ, $d/D = 0.086 \pm 0.0012$. Если же диаметры взять по данным [2], то $\langle d/D \rangle = 0.096 \pm 0.003$. Следовательно, систематическое расхождение в оценках сферичностей F-галактик разными авторами составляет всего 0.01.

3. В табл. 1 приводятся средние отношения угловых диаметров одних и тех же галактик, $D_{\text{UGC}}/D_{\text{МКГ}}$, по данным двух каталогов. Указаны также дисперсии σ^2 индивидуальных отношений. Для сравнения приводятся данные для круглых Sc-галактик и E-галактик с $m < 14.5^m$. Круглыми названы галактики, для которых по данным [1] сферичность не меньше 0.90 (всего 270 Sc-галактик). Из E-галактик рассмотрены те, для которых в [2] приводятся диаметры внешних областей (всего 89 галактик).

Таблица 1

D_{UGC}	F-галактики		Круглые галактики		E-галактики	
	$(D_{\text{UGC}}/D_{\text{МКГ}})$	σ^2	$(D_{\text{UGC}}/D_{\text{МКГ}})$	σ^2	$(D_{\text{UGC}}/D_{\text{МКГ}})$	σ^2
3.0'	1.01 ± 0.02	0.050 ²	1.28 ± 0.08	0.31 ²	1.6 ± 0.5	1.1 ²
2.0—2.9	1.04 ± 0.02	0.096 ²	1.31 ± 0.11	0.53 ²	2.6 ± 0.3	1.0 ²
1.0—1.9	1.08 ± 0.01	0.068 ²	1.31 ± 0.03	0.36 ²	1.4 ± 0.05	0.40 ²

Из таблицы видно, что F-галактики выгодно отличаются от Sc-галактик, расположенных почти плашмя, и E-галактик малостью значений σ . Типичное значение σ для F-галактик равно 0.068. Дисперсия величины $5 \lg D_{\text{UGC}}/D_{\text{МКГ}}$ равна 0.14². Ввиду того, что величина $m + 5 \lg D$ не зависит от расстояния, последнюю дисперсию можно со-

поставить с дисперсией разности двух независимых оценок звездной величины одной и той же галактики. В результате получается, что средняя ошибка визуальной оценки диаметра F-галактики соответствует ошибке всего $\sqrt{0.14^2/2} \approx 0.1^m$ в оценке видимой звездной величины (ошибки считаются одинаковыми в каталогах [1] и [2]).

4. В каталог [6] попало 130 F-галактик с $D \geq 1'$. Для 33 из них $m < 15.3^m$. Далее показано, что пространственная плотность F-галактик не зависит от расстояния. Это дает возможность приблизительно оценить систематическую ошибку звездных величин по характеру наблюдаемого распределения значений m .

Предположим, что при $m < 15.3^m$ систематическая ошибка пренебрежимо мала. Тогда истинную звездную величину \bar{m} , соответствующую номинальной предельной величине 15.7^m каталога [6], можно оценить из уравнения

$$\text{dex}[0.6(\bar{m} - 15.35)] \geq 130/33,$$

где знак „ \geq “ учитывает замедление скорости возрастания функции видимого блеска из-за условия $D \geq 1'$. Отсюда $\bar{m} > 16.34^m$. Следовательно, при $m > 15.3^m$ звездные величины в каталоге [6] занижены не менее, чем на $16.34 - 15.75 = 0.59^m$. Возможно, этот результат относится только к F-галактикам, чьи изображения, преобразованные в способе штрихующей кассеты, должны иметь очень низкие поверхностные яркости.

Другим признаком искажения данных о блеске является уменьшение величины $m + 2.51 \lg dD$ (она равна средней поверхностной яркости с точностью до постоянного слагаемого) от 14.7 до 14.2^m при переходе от интервала $D > 2'$ к интервалу $1.0' < D \leq 1.3'$.

Причины большой систематической ошибки звездных величин слабых галактик каталога [6] рассмотрены в работе [7].

5. *Распределение в пространстве.* 1. Учитывая низкое качество данных о блеске, будем рассматривать в качестве индикаторов расстояний угловые диаметры F-галактик.

Если среднее число галактик в единице объема не зависит от расстояния, то плотность вероятности угловых диаметров пропорциональна D^{-4} . Такое же распределение ожидается и в том случае, когда измерения обременены систематическими и случайными ошибками — при условии, что относительная величина ошибок не зависит от диаметра.

В табл. 2 теоретическое распределение угловых диаметров сравнивается с наблюдаемым. Согласно двух распределений хорошее. Не заметно ни-

каких признаков влияния Местного сверхскопления и других сверхскоплений.

При учете ошибок округления медиана распределения угловых диаметров при $D > 1'$ близка к 1'20. При характерном линейном диаметре F-галактики 34.5 кпс (среднее значение для двух галактик с известными расстояниями) типичное расстояние до всех галактик этой выборки составит около 100 Мпс. Это сравнимо с типичным размером ячеистых структур, об открытии которых сообщается в [8].

2. В предыдущем разделе распределение угловых диаметров рассмотрено для всей области с $\delta > -2.5^\circ$. Существует возможность того, что сверхскопления все-таки имеются, но влияния их на распределение диаметров случайно оказались взаимно скомпенсированы.

Для проверки этой возможности рассмотрим распределения угловых диаметров в пяти ранновеликих областях: $\delta = 52.3$ (I), $0 < \alpha < 6^\circ$ (II), $6 < \alpha < 12^\circ$ (III), $12 < \alpha < 18^\circ$ (IV) и $18 < \alpha < 24^\circ$ (V), причем в областях II—V выполняется еще условие: $-2.5 < \delta < 52.3$. В качестве величины, характеризующей степень равномерности распределения галактик в пространстве, рассмотрим относительное число Q всех галактик с угловыми диаметрами от 0.95 до 1.25 среди объектов с $D > 0.95$ (учитывается ошибка округления значений больших диаметров, приводимых в [1] с точностью до 0.1). При равномерном пространственном распределении галактик должно выполняться равенство: $\langle Q \rangle = 0.561$. Среднее отклонение эмпирического значения Q вычисляем по формуле:

$$\sigma(Q) := \sqrt{Q_0(1 - Q_0)/N},$$

где $Q_0 = 0.561$ и N — число галактик в рассматриваемой области.

Таблица 2

D	Набл.	Теор.
1.0—1.3'	263	268.4
1.4—1.9	97	96.0
2.0—2.9	40	33.9
3.0	12	13.7

Таблица 3

Область	N	$Q \pm \sigma_Q$
I	77	0.53 \pm 0.06
II	66	0.59 0.05
III	85	0.54 0.05
IV	124	0.60 0.045
V	60	0.53 0.05
$\delta > -2.5^\circ$	412	0.558 0.015

Из табл. 3 видно, что эмпирические значения Q везде согласуются с ожидаемым значением $Q_0 = 0.561$. Следовательно, равномерность пространственного распределения F-галактик получает дальнейшее подтверждение.

3. Если F-галактики считать бесконечно тонкими дисками, то ограничение $d/D < 0.10$ равносильно условию $\cos i < 0.10$, где i — угол между лучом зрения и осью вращения галактики. Должно существовать множество галактик, для которых $\cos i > 0.10$. Так как плотность вероятности величины i равна $\sin i$, то галактики с $\cos i < 0.10$ должны составлять 10% числа всех галактик — с произвольными положениями относительно наблюдателя, но того же морфологического типа, что и у F-галактик. Таким образом, вывод об отсутствии сверхскоплений и ячеистых структур относится к классу галактик, который представлен в каталоге [1] не менее, чем $N_2 = 4000$ объектов.

В этом выводе игнорировались два обстоятельства: 1 — F-галактики не являются бесконечно тонкими дисками и 2 — их угловой диаметр может зависеть от величины i . Можно легко показать, что учет первого обстоятельства приведет к возрастанию оценки для величины N_2 , а учет второго — к ее уменьшению. Поэтому временно можно остановиться на приведенной оценке (4000).

6. *Распределение на сфере.* На значения оценок угловых диаметров галактик влияют яркость неба, межзвездное поглощение и интенсивность внимания наблюдателя, изменяющиеся от области к области. В результате, при сохранении закона распределения по угловым диаметрам, числа галактик, отобранных критерием $D \geq D'$, будут сильно меняться от области к области.

Для изучения флуктуаций чисел F-галактик на сфере были определены числа этих объектов в 83 элементарных площадках (в. п.), составляющих зону с $b \geq 30^\circ$ и $l > -2.5^\circ$. Площадь в. п. близка к 90° . Мерой флуктуаций является величина

$$\langle s \rangle = \sigma^2 \{n\} / \langle n \rangle,$$

где $\sigma^2 \{n\}$ — дисперсия числа галактик n в э. п. и $\langle s \rangle$ — величина, при отсутствии искажений совпадающая со средней, наблюдаемой в э. п., кратностью галактик. Величина $\langle s \rangle$ определяется равенством:

$$\langle s \rangle = \sum_{s=1}^k s \varphi_s,$$

где φ_s — вероятность того, что случайно выбранная галактика пойдет в группу или скопление с числом видимых членов $s = 1, 2, \dots, k$. При пуассоновском распределении чисел галактик $\langle s \rangle = 1$.

Для всех 83 э. п. получено $\langle s \rangle = 1.64$, но при отбрасывании всего четырех э. п. величина $\langle s \rangle$ уменьшается до 1.22 ± 0.16 . Для 33 галактик, вошедших в отброшенные э. п., $Q = 0.64 \pm 0.083$. Если бы здесь наблюдались группы с повышенным числом F-галактик, то

значения Q не превысили бы $Q_0 = 0.561$, так как группы повышенной населенности (среди объектов с $D > 1'$) наблюдаются, в среднем, на меньших расстояниях, чем произвольные галактики.

Кроме того поверхностная плотность числа F-галактик уменьшается в 1.46 раза при переходе от области $b \geq 60^\circ$ к области $30^\circ \leq b < 60^\circ$. Это свидетельствует о заметном влиянии межзвездного поглощения. Таким образом, наиболее вероятной причиной отличия величины $\langle s \rangle$ от единицы является искажение в данных наблюдений. Малость значений $\langle s \rangle$, вообще говоря, не исключает принадлежности всех F-галактик к группам. Но в каждой отдельной группе вероятность встретить более одной F-галактики оказывается малой.

Около 31% всех F-галактик попадает в области, занимаемые близкими скоплениями Цвикки. Почти такой же процент попаданий (31.9%) получается и для Sc-галактик каталога [1] с произвольной ориентацией относительно наблюдателя. Для сравнения приводим проценты попаданий для других морфологических типов: 55% (E), 46% (S0), 40% (Sa и Sb), 30% (Irr) и 23% (карлики).

7. *Позиционные углы.* По позиционным углам распределение F-галактик существенно неравномерное. Неравномерность этого распределения прослеживается и у всех галактик каталога [1]. Однако попытка [9] использовать это явление для проверки космогонических гипотез преждевременна.

Нильсон [10] обратил внимание на то, что дефицит галактик с позиционными углами от 60° до 120° (или избыток направлений больших осей изображений с севера на юг) виден на значительной части изученной полусферы. Данные для F-галактик приводятся в табл. 4. Величина β определялась равенством

$$\beta = 2n_2 / (n_1 + n_3),$$

где n_1 , n_2 и n_3 — числа галактик в интервалах позиционных углов $0-60^\circ$, $60-120^\circ$ и $120-180^\circ$. Средняя ошибка определена в предположении, что позиционные углы разных галактик взаимно независимы. При равномерном распределении этих углов выполняется равенство:

$$\beta = 1.$$

Для всех F-галактик $\beta = 0.528 \pm 0.064$ и, как видно из таблицы, значения β в разных областях не различаются заметно. Так, среднее значение величины $(\beta - 0.528)^2 / \sigma^2$ (σ — средняя ошибка) составляет 0.92 для четырех зон прямых восхождений. Для всех F-галактик с $D > 2'$ $\beta = 0.54$, а при $D < 2'$ $\beta = 0.52$.

Кроме того, из данных [10] следует, что для всех 9639 галактик каталога [1] с известными позиционными углами $\vartheta = 0.821 \pm 0.018$, для галактик с $m \approx 12^m$, вошедших одновременно и в каталог [11], $\vartheta = 0.79 \pm 0.12$, а для всех галактик с $m > 14.5^m$ $\vartheta = 0.83 \pm 0.026$.

Таблица 4

α, δ	Число галактик			$\beta \pm \sigma_\beta$
	$\beta = 0-59$	$60-119$	$120-179$	
$0 < \alpha < 6^h$	29	10	31	0.31 0.11
$6 < \alpha < 12^h$	41	27	55	0.54 0.12
$12 < \alpha < 18^h$	55	34	59	0.60 0.12
$18 < \alpha < 24^h$	23	15	30	0.57 0.18
$\delta > 60$	20	9	21	0.41 0.24

Таким образом, дефицит галактик в среднем интервале позиционных углов виден как у далеких, так и у близких галактик, и величина дефицита не зависит существенно от расстояния. Интересно, что дефицит наблюдается как внутри предполагаемого Местного сверхскопления, так и за его пределами. Но эффект усиливается при переходе к галактикам, видимым с ребра.

Наиболее простым выглядит следующее объяснение: анизотропия ориентаций галактик — чисто наблюдательный эффект, обусловленный систематической ошибкой оценки малого диаметра, зависящей от позиционного угла. Обычно карту при измерениях галактик располагают так, чтобы восточный ее край находился с одной и той же стороны от наблюдателя. Предположим, что при позиционных углах от 60° до 120° малый диаметр галактики *завышается* по сравнению с другими углами. Тогда критерием d/D будет отобрано меньше галактик, то есть образуется дефицит галактик в среднем интервале позиционных углов. Недостающие галактики переходят в область больших видимых сферичностей, но и из этой области часть галактик переводится в интервал с еще большими сферичностями, так что дефицит наблюдается и здесь. Но он не так заметен, как при малых значениях d/D , ограниченных снизу нулем. Анализ материала [1] показывает, что дефицит существует при любых сферичностях, но при $d/D > 0.8-0.9$ позиционные углы уже неопределимы. Поэтому недостающие галактики со сферичностями $0.7-0.8$ оказываются «выброшенными» в группу галактик без позиционных углов, на которую в [1] приходится 25.4% всех объектов.

Если верно предложенное объяснение, то F-галактики с позиционными углами от 60° до 120° и с $d/D = 0.10$ должны иметь ослабленную среднюю поверхностную яркость. Ведь они черпаются из выборки галактик с

пониженными истинными сферичностями, имеющими к тому же уменьшенную поверхностную яркость (в среднем в рассматриваемом интервале сферичностей чем меньше сферичность, тем слабее поверхностная яркость). Таких объектов оказалось 39 и сравнение их со 116 аналогичными объектами с позиционными углами вне интервала $60-120^\circ$ показало, что ослабление яркости действительно происходит и составляет 0.214 ± 0.097^m .

Возможно, наоборот, *занижаются* значения d галактик с позиционными углами $0-60^\circ$ и $120-180^\circ$. Эффект будет тот же.

Для проверки этого объяснения следует сравнить значения d/D при разных позиционных углах по данным [1] с результатами фотометрических разрезов F-галактик вдоль большой и малой осей. Другой путь — повторное измерение больших и малых диаметров всех F-галактик на картах Паломарского обзора неба, повернутых на 90° относительно их обычного положения при измерениях.

Необходимость учета систематической ошибки каталога [1] при анализе распределений позиционных углов галактик отмечалась и в работе [12].

Как отмечалось, наблюдаемая анизотропия в ориентациях галактик не зависит от расстояния. Поэтому она не влияет на выводы предыдущих разделов этой заметки.

8. *Выводы.* Предложенный критерий отбора галактик с сильно вытянутыми изображениями, названных здесь F-галактиками, достаточно прост и эффективен при угловых диаметрах, не меньших $1'$. F-галактики распределены по угловым диаметрам практически одинаково во всех пяти равновеликих областях, составляющих зону с $b > -2.5^\circ$. Это распределение соответствует равномерному распределению галактик в пространстве. Нет никаких признаков присутствия сверхскоплений или ячеистых структур. Этот вывод относится не только к F-галактикам, но и к гораздо более богатой совокупности сильно сплюснутых галактик, произвольно ориентированных относительно наблюдателя. Они составляют треть всех объектов каталога F, но их непосредственное использование для зондирования распределения вещества затрудняется влиянием искажений данных, больших чем в случае F-галактик.

Так, для 1000 галактик каталога Нильсона с $b > 50'$, $9'40'' < z < 15'33''$, $D \geq 1'$ и классами наклона 6 и 7 (положения, близкие к положению «с ребра») среднее значение величины Q (см. раздел 5) равно 0.525 ± 0.0133 , то есть оно значительно отличается от значения 0.561, ожидаемого при равномерном распределении. Но это еще не свидетельствует о существовании сверхскоплений или одного сверхскопления с протяженностью по лучу зрения, меняющейся в пределах области. Действительно,

дисперсия значений Q в 10 зонах, составляющих всю область, равна 0.0420^2 при теоретическом значении 0.0499^2 .

Вывод об отсутствии среди сильно сжатых галактик тенденции входить в сверхскопления не тривиален. И сейчас появляются работы, в которых утверждается, что большинство галактик входит в сверхскопления или ячеистые структуры (см., например, [8]). А в [13] сверхскопления Гидра—Кентавр и Геркулес были выделены как раз по Sc-галактикам.

Процент изолированных галактик в смысле Караченцевой среди F-галактик такой же, как и среди произвольных галактик до $m = 15.7^m$.

Вероятно, что анизотропия в распределении позиционных углов галактик каталога [1] фиктивна и вызвана ошибкой измерения диаметров галактик, зависящей от позиционного угла (но не зависящей по относительной величине от расстояния). Для проверки этого предположения следует предпринять повторные измерения диаметров всех F-галактик при новых ориентациях карт Паломарского обзора неба относительно наблюдателя.

Выяснению некоторых вопросов, возникших при написании этой заметки, помогли консультации проф. Б. А. Воронцова-Вельяминова, которому автор выражает глубокую благодарность.

Примечание при корректуре. В последнее время были опубликованы данные о лучевых скоростях еще пяти F-галактик. Для всех семи F-галактик с известными скоростями средний линейный диаметр равен 43.3 кпс. Оценка среднего расстояния всех F-галактик возрастает в 1.26 раза. Такой результат еще усиливает наш вывод, касающийся отсутствия крупномасштабных неоднородностей в распределении сильно сплюснутых галактик.

Исковский педагогический
институт

GALAXIES OF VERY ELONGATED SHAPE

B. I. FESSENKO

Galaxies with the edge-on position connected with the observer are very suitable for their use as a space indicator of the large scale structure of the Universe. Systems with the ratio of the smaller diameter to the larger one (D) not exceeding of 0.10 and with $D > 1.0'$ have been called F-galaxies. Distributions of F-galaxies in the space as is evident from their angular diameter distribution are uniform without any indication on the existence of the superclusters. That conclusion is true for the space distribution of $\sim 30\%$ of all galaxies from Nilson's catalogue. Anisotropy in the distribution of the position angles

of the F-galaxies is investigated and conclusion is drawn that it is stipulated by observational errors.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, А. А. Красногорская, Морфологический каталог галактик. I—IV, МГУ, 1962—1968.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внэгалктическая астрономия, Наука, М., 1978.
4. В. Е. Караченцова, Сообщ. САО АН СССР, 3, 1973.
5. P. Flin, M. Karowicz et al., Catalogue of Supernovae, Acta Cosmologica, 8, 1979.
6. F. Zwicky et al., Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, I—VI, Zürich, 1961—1968.
7. Б. И. Фесенко, Астрофизика, 14, 315, 1978.
8. M. Jauvaer et al., M. N., 185, 357, 1978.
9. J. Jaaniste, E. Saar, In "Large Scale Structure, Univ. Symp. No. 79, IAU, Tallin, 1977", Dordrecht-Boston, 448, 1978.
10. P. Nilson, Uppsala Astron. Obs. Report, No. 3, 1974.
11. H. Shapley, A. Ames, Ann. Harv. Coll. Obs., 88, No. 2, 1932.
12. А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук, Астрон. цирк., № 908, 5, 1976.
13. G. Chincarini, H. J. Rood, Ap. J., 230, 648, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

АНАЛИЗ АБСОРБЦИОННЫХ СПЕКТРОВ ОДИННАДЦАТИ КВАЗАРОВ С $z_s > 2$

С. А. ЛЕВШАКОВ, Д. А. ВАРШАЛОВИЧ

Поступила 10 февраля 1981

Принята в печать 5 декабря 1981

Заново проанализированы спектры поглощения 11 квазаров, полученные с высоким разрешением Саргентом и др. [1] и Робертсом и др. [2]. Отобрано 39 возможных абсорбционных систем, содержащих линии молекулы CO, наряду с другими линиями атомов и ионов. Для каждой системы CO линий оценена вероятность случайного отождествления. Показано, что найденные системы могут возникать в результате поглощения в межзвездном газе далеких галактик ($z > 1$), лежащих на луче зрения между наблюдателем и квазаром; обсуждаются эффекты, связанные с гравитационным возмущением этих галактик на абсорбционные спектры квазаров.

1. Введение. К настоящему времени известны более 680 квазаров, в спектрах которых были обнаружены абсорбционные детали [3]. Среди них наилучшие спектры в диапазоне длин волн $\lambda \sim 4000 \div 6000 \text{ \AA}$, содержащие большое число (~ 100) узких абсорбционных линий, получены Саргентом и др. [1] и Робертсом и др. [2]. В работе [1] исследованы 5 квазаров с разрешением $\Delta\lambda \sim 0.8 \text{ \AA}$: PKS 2126-158 ($z_s = 3.280$), Q 0002-422 ($z_s = 2.763$), PHL 957 ($z_s = 2.690$), Q 0453-423 ($z_s = 2.656$), В 1225-31.7 ($z_s = 2.200$), а в работе [2] — 6 квазаров с разрешением $\Delta\lambda \sim 1.5 \text{ \AA}$: 0830 + 115 ($z_s = 2.974$), 2351-154 ($z_s = 2.665$), 0457 + 024 ($z_s = 2.384$), 1226 + 105 ($z_s = 2.296$), 0824 + 110 ($z_s = 2.278$) и 0424-131 ($z_s = 2.165$). Краткий вывод из этих исследований следующий. Из 461 линии, найденной Саргентом и др. в 5 квазарах, было отождествлено только 38%. Большая часть линий поглощения, лежащая с короткоконюльной стороны эмиссионной линии водорода L_{α} ($\lambda < 1216 \times (1 + z_s)$) в этих спектрах оставалась неотожествленной. Этот факт явился одним из основных для Саргента и др. в их предположении,

что эти линии являются абсорбционными линиями L_1 с различными $z_1 < z_0$, возникающими в межгалактических чисто водородных облаках, лежащих на луче зрения между наблюдателем и квазаром. Что касается работы Робертса и др. [2], то ими было найдено в 6 квазарах 520 линий поглощения. В каждом из этих квазаров были отождествлены системы поглощения с $z_1 < z_0$, содержащие линии атомов и ионов; однако около 60% линий оставалось неотожествленными.

Развивая методику, изложенную в [4—8], авторы данной работы предприняли попытку отождествить неидентифицированные линии в спектрах этих 11 квазаров. В отличие от работ [1, 2] список поисковых линий был расширен. В него, наряду с УФ-линиями атомов и ионов, были включены УФ-молекулярные линии, которые присутствуют в спектрах поглощения OB звезд и возникают в межзвездных диффузных облаках. Для того, чтобы выделить случаи, в которых абсорбционная область могла бы принадлежать далекой галактике, лежащей на луче зрения, отбирались только такие системы поглощения, которые содержат молекулярные линии. К сожалению, при красных смещениях абсорбционных систем $z_1 < z_0$ наиболее сильные линии молекулы H_2 , серий Лаймана и Вернера не попадают в исследованный диапазон λ . Поэтому основное внимание уделялось молекуле CO, которая после H_2 является самой распространенной молекулой в межзвездной среде.

2. Абсорбционные системы CO линий. При красных смещениях $z_1 < z_0$ в изученный диапазон λ попадают линии четвертой положительной полосы CO $A^{1\Pi} - X^{1\Sigma^+}$, соответствующие различным колебательным возбуждениям верхнего электронного состояния 0—0, 1—0, 2—0, 3—0, 4—0, 5—0. Эти линии являются наиболее сильными в лабораторном УФ-спектре поглощения CO [9, 10]; соответствующие им силы осцилляторов относятся как 0.5:0.9:1.0:0.8:0.6:0.4. Но главное, что в УФ-спектрах поглощения звезд Галактики и БМО [11—13] эквивалентные ширины наиболее интенсивных линий этой полосы 1—0, 2—0, 3—0, 4—0 имеют значения $\sim 40 \div 100$ мА, достаточные, чтобы быть обнаруженными в спектрах квазаров.

Исходя из этих соображений были заново проанализированы абсорбционные спектры 11 квазаров. Результаты этого анализа представлены в табл. 1—4. В табл. 1 и 3 были включены лишь абсорбционные системы, содержащие, как правило, не менее трех линий CO, точность отождествления которых $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0(1 + z_1)| \lesssim \lambda/2$ удовлетворяет спектральному разрешению анализируемого спектра, а эквивалентные ширины линий коррелируют с силами осцилляторов. Отметим, что, во-первых, значения $\Delta\lambda$, приведенные в табл. 1 и 3, соответствуют линии в CO-системе с максимальным отклонением λ_1 , тогда как среднеквадратич-

Таблица 1

АБСОРБЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ СО ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ
 PKS 2126-158, Q 0002-422, PHL 957, Q 0453-423, B 1225+31.7

(z', z'') z_0 (Å):	СО $\Delta\lambda_0 - \lambda_0 z'$					max $ \Delta\lambda $ (Å)	M
	0-0 1544.5	1-0 1509.8	2-0 1477.6	3-0 1447.4	4-0 1419.1		
PKS 2126-158							
$z = 2.5538$	5252.1* 1.7	5143.5 1.6	5042.7 2.7	0.4	0.200
$z = 2.4064$...	5143.5 1.6	5033.4* 1.8	4929.5 1.0	...	0.7	0.100
$z = 2.1066$	4797.3 1.5	...	4590.8 5.2	4496.7* 2.3	...	0.5	0.100
$z = 1.9712$...	4486.1* 1.5	4389.9* 2.7	4300.5 1.8	...	0.4	0.070
Q 0002-422							
$z = 1.9125$	4498.4 1.7	4397.7 2.2	4303.1 2.8	4211.3* 6.2	...	0.1	0.300
$z = 1.8164$...	4251.8 1.0	4161.9* 2.1	0.4	0.600
PHL 957							
$z = 1.7425$	4235.5 0.9	4142.1 2.4	4052.7 2.6	3969.7* 1.0	...	0.4	0.010
$z = 1.6962$...	4070.5 1.4	3984.0 3.0	3902.6 0.9	...	0.2	0.600
Q 0453-423							
$z = 1.9017$...	4381.6 1.0	4287.7 1.1	4199.6 0.7	4117.8 2.1	0.4	0.003
$z = 1.8285$...	4270.2 0.6	4179.8 1.8	4093.8 1.4	...	0.4	0.080
$z = 1.7813$...	4199.6 0.7	4109.4 1.3	4025.5 1.8	...	0.3	0.070
B 1225+31.7							
$z = 1.4523$...	3702.8 1.0	3623.7 1.5	...	3479.6 0.4	0.4	0.600

Примечание к таблице 1

Значения даны в волн (Å) и эквивалентные ширины наблюдаемых линий W_λ (которые приводятся в таблице под соответствующими длинами волн) взяты из работы [1]; длины волн λ_0 (Å) для СО — из работы [9]; * — означает, что данная линия блондируется линией атома или иона, принадлежащей ранее отождествленной системе [1]; M — частота случайных отождествлений линии СО при данном z ; $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0(1+z)$.

Таблица 2

СИСТЕМЫ АБСОРБЦИОННЫХ ЛИНИЙ ИОНОВ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ
PKS 2126-158, Q 0002-422, PHL 957, Q 0453-423, B 1225+31.7

\bar{z}_{CO}	$\bar{z}_{ион}$	$(v_{CO}-v_{ион})^a$ (км/с)	λ_0 (А)	λ (А)	W_1 (А)	$\Delta\lambda$ (А)
PKS 2126-158						
2.5538	2.5538	0	HI 1215.7	4320.9	3.1	0.5
			CII 1334.5	4742.4	2.4	-0.1
			SiII 1193.3	4240.6	1.0	-0.1
2.4064	2.4073	-90	CII 1334.5	4545.1*	3.8	-0.9
			SiII 1260.4	4295.0	1.1	0.4
	2.1063	30	Cl 1656.0	5146.8	1.1	0.0
			Cl 1560.3	4846.9	1.1	0.1
2.1066			SiII 1536.7	4742.4	2.4	0.0
	2.1057	90	CIV 1548.2	4808.3	1.6	0.1
			SiIV 1393.8	4331.1*	2.0	2.4
Q 0002-422						
1.8164	1.8159	50	CIV 1548.2	4359.7	1.3	0.1
			SiIV 1393.8	3924.8	1.3	0.0
			SiII 1526.7	4299.2*	0.2	0.2
PHL 957						
1.7425	1.7423	20	Cl 1656.9	4542.3*	0.4	-1.4
			Cl 1560.3	4278.8	0.6	0.0
			Cl 1328.8	3643.5*	2.3	0.5
			SiII 1304.4	3577.9	1.2	0.8
1.6962	1.6957	50	SiIV 1402.8	3781.3	2.4	-0.2
			SiIV 1393.8	3757.5	2.4	0.2
Q 0453-423						
1.9017	1.9017	0	SiII 1526.7	4429.3	0.3	-0.7
1.8285	1.8295	-100	SiIV 1393.8	3943.8	1.1	0.0
B 1225-31.7 ^b						
1.4523	1.4523	0	SiII 1526.7	3744.4	0.6	0.5
			FeII 1260.5	3095.7	3.3-4.6	4.6
			SiII 1260.4			
			HI 1215.7	2948-2983	10-12	
			SiII 1193.3	2927.4*	1.2-1.7	1.1
			FeII 1096.9	2689.3*	2.4-3.4	-0.6
			NI 1084.0	2653.0*	3.9-4.7	-5.3

Примечание к таблице 2

Значения λ и W_1 взяты из работы [1]; λ_0 — из работы [14]; * — означает то же, что и в табл. 1; a — разности скоростей приведены с точностью ± 30 км/с; b — УФ-линии с $\lambda < 3100$ А, опубликованные в работе [26], были получены со спектральным разрешением $\Delta\lambda \sim 8-9$ А; $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ (1; 2).

Таблица 3

АБСОРБЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ СО ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ

0830+115, 2351-154, 0457+024, 1226+105, 0824+110, 0424-131

(α', δ') $_{0}(A)$:	СО $A^{111} - X^{12}$					max $ \Delta\lambda $ (A)	M
	0-0 1544.5	1-0 1509.8	2-0 1477.6	3-0 1447.4	4-0 1419.1		
1	2	3	4	5	6	7	8
0830+115							
$z=2.3241^a$	4912.12 M	4810.63 W	4717.78 vS	0.6	0.050
$z=2.2429^b$	4791.44 W	4695.09 W	4601.00 W	0.9	0.050
$z=2.2093^c$...	4846.05 [*] W	4741.27 M	4645.0 vW	4555.06 M	0.7	0.100
$z=2.0822$...	4653.39 vW	4555.06 M	4460.6 vW	4373.60 M	0.5	0.040
$z=1.8317$	4373.60 M	4275.23 W	4183.77 M	0.2	0.400
$z=1.5998$...	3925.27 M	3841.33 M	0.2	0.200
$z=1.5892$	3998.61 W	3908.72 [*] W	3826.58 M	0.6	0.900
2351-154							
$z=2.3070$...	4992.71 W	4887.39 [*] W	4787.2 [*] vW	4691.44 vW	0.8	0.060
$z=2.2937$	5088.03 W	4971.82 vW	4866.94 W	4766.65 [*] W	4674.26 W	0.9	0.007
$z=2.2404$	5005.39 W	4892.44 W	4787.2 [*] vW	4691.44 vW	...	0.8	0.030
$z=2.1384$	4847.4 vW	4737.62 W	4637.45 [*] W	4542.36 vW	...	0.8	0.005
$z=2.0086$...	4542.36 vW	4443.36 [*] W	4354.74 vW	...	0.8	0.500
$z=2.0024$	4637.45 [*] W	4532.9 vW	4436.04 [*] M	0.8	0.400
$z=1.9684$...	4481.80 vW	4386.00 [*] vW	4296.34 W	...	0.2	0.004
$z=1.9154$	4503.35 vW	4401.33 vW	4307.30 M	4219.90 W	lim	0.5	0.060
$z=1.8985$...	4376.39 vW	4283.23 W	4194.6 vW	lim	0.5	0.020
0457+024							
$z=1.7174$...	4102.61 vW	4015.21 vW	3933.24 vS	...	0.07	0.040
$z=1.6295$...	3969.20 M	3884.92 S	3806.51 [*] M	...	0.8	0.100

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
$z = 1.6249$...	3962.80 <i>M</i>	3879.07 <i>vW</i>	3799.28 <i>W</i>	3724.62 <i>M</i>	0.4	0.050
$z = 1.6205$...	3955.90° <i>M</i>	3873.27 <i>M</i>	3792.23° <i>W</i>	...	0.8	0.400
$z = 1.565^a$	3962.80 <i>M</i>	3873.27 <i>M</i>	3792.23° <i>W</i>	0.8	0.300
1226+105							
$z = 1.7156$...	4100.91 <i>W</i>	4011.83 <i>S</i>	3930.40 <i>W</i>	...	0.8	0.010
0824+110							
$z = 1.9035$	4484.24 <i>vW</i>	4383.52° <i>S</i>	4290.8 <i>vW</i>	4202.42° <i>M</i>	...	0.8	0.0004
0424-131							
$z = 2.2362$...	4886.0° <i>M</i>	4782.7° <i>W</i>	4683.2 <i>vW</i>	...	0.8	0.200
$z = 2.1592$	4877.7° <i>W</i>	4769.33° <i>M</i>	4668.6 <i>vW</i>	...	4483.07° <i>W</i>	0.8	0.300
$z = 1.6623$...	4019.3 <i>vW</i>	3934.1 <i>vW</i>	3853.26 <i>vW</i>	...	0.3	0.020
$z = 1.5885$	3998.3° <i>W</i>	...	3824.06 <i>S</i>	3747.02 <i>M</i>	...	0.8	0.300

Примечание к таблице 3

Значения длин волн λ (А) и эквивалентные ширины W_λ наблюдаемых линий (которые приводятся в таблице под соответствующими длинами волн; W — реальная линия, большинство из vW — линии реальные) взяты из работы [2]; ° — означает, что данная линия блендируется линией атома или иона, принадлежащей ранее отождествленной системе [2]; *M* — то же, что и в табл. 1; *lim* — данная линия СО не попадает в наблюдаемый диапазон длин волн; $\lambda' = \lambda - \lambda_0(1+z)$. *a* — при данном z_0 удается также отождествить линию СО 5—0 полюсом $A^{11} - X^{12}$ с λ 4628.40 *W*; *b* — при данном z_0 удается также отождествить линии СО 5—0 и 6—0 полюсом $A^{11} - X^{12}$ с λ 4515.40 *M* и 4436.14 *W*, соответственно; *c* — при данном z_0 удается также отождествить линии СО 5—0 полюсом $A^{11} - X^{12}$ и линии 0—0 и 1—0 полюсом $B^{12} - X^{12}$ с λ 4468.14 *vW*, 3693.84 *W*, 3604.5 *vW*, соответственно.

ное отклонение $z_0 \leq 0.7 \Delta\lambda$. Во-вторых, фактическое совпадение длин волн отождествляемых линий λ_0 в $(1+z_0)$ раз лучше, чем указанные значения. Величины *M*, приведенные в последних столбцах табл. 1 и 3, характеризуют частоту случайных отождествлений систем линий СО, при сканировании диапазона красных смещений от z_{\min} до z_{\max} с шагом $\Delta z = \delta/\lambda_0$, где δ — спектральное разрешение, а λ_0 — средняя длина

ноды УФ-полосы CO A¹Π — X¹Σ⁺. Вероятность P случайного отождествления системы CO линий определялась так же, как и работе [8]. При этом, M есть произведение P для данной CO-системы на общее число просмотренных случаев $(z_{\max} - z_{\min})/\Delta z$. Из табл. 1 и 3 видно, что среди 39 отождествленных CO-систем 24 системы имеют значения $M \leq 0.1$, 11 систем $0.1 < M \leq 0.5$ и 4 системы $0.5 < M \leq 0.9$. Последние четыре системы являются наиболее сомнительными, но были оставлены нами в виду того, что при соответствующих z_u удается отождествить ряд линий атомарных ионов (табл. 2 и 4), которые являются наиболее сильными в спектрах поглощения звезд Галактики [14]. Пять систем CO линий с $z_u = 1.9712$ (PKS 2126 — 158, $M = 0.07$), $z_u = 1.9125$ (Q 0002 — 422, $M = 0.31$), $z_u = 1.7813$ (Q 0453 — 423, $M = 0.07$), $z_u = 1.7156$ (1226 + 105, $M = 0.01$) и $z_u = 1.9035$ (0824 + 110, $M = 0.0004$) не совпадают по z_u ни с какими системами линий поглощения атомов или ионов в диапазоне скоростей ± 300 км/с, но включены нами в табл. 1 и 3 как примеры систем, состоящих целиком из линий CO и имеющих очень низкие значения M .

Оставшиеся наиболее вероятные 30 систем CO линий характеризуются низкими значениями $M \leq 0.5$ и совпадают по z_u с системами линий атомов и ионов, широко распространенных в межзвездной среде Галактики и БМО [13, 14]. Оценка достоверности этих систем может быть проверена и другим способом. В системах, имеющих достаточно большие значения z_u (такие, что в наблюдаемый диапазон длин волн должна попасть линия L_u), мы должны отождествлять линию H I (1216). Таких систем из 30 оказалось 7, и в каждом случае нам удавалось отождествить линию L_u наряду с другими линиями атомов и ионов:

PKS 2126 — 158 ($z_u = 3.280$). 1) Система CO линий ($z_u = 2.5538$, $M = 0.2$) совпадает по z_u с системой линии H I, C II, Si II с $z_u = 2.5538$ (табл. 2).

0830 + 115 ($z_u = 2.974$). 2) Система CO линий ($z_u = 2.3241$, $M = 0.05$) совпадает по z_u с системой линий H I, C II, N I, N II, Si II, Si III, Mg II, Fe I с $z_u = 2.3241$ (табл. 4).

3) Система CO линий ($z_u = 2.2429$, $M = 0.05$) приблизительно совпадает по z_u ($|\Delta v| \sim 300$ км/с) с системой линий H I, C II, Si II с $z_u = 2.2463$ (табл. 4).

4) Система CO линий ($z_u = 2.2093$, $M = 0.1$) совпадает по z_u с системой линий H I, C II, Si II, Si IV с $z_u = 2.2093$ (табл. 4).

0424 — 131 ($z_u = 2.165$). 5) Система CO линий ($z_u = 2.2362$, $M = 0.2$) совпадает по z_u , в пределах точности измерений, с системой линий H I, C II, Si II, Si III с $z_u = 2.2366$ (табл. 4).

СИСТЕМЫ АБСОРБЦИОННЫХ ЛИНИЙ ИОНОВ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ
0830 + 115, 2351 - 154, 0457 + 024, 0424 - 131

\bar{z}_{CO}	$\bar{z}_{лин}$	$(v_{CO} - v_{лин})^2$ (км/с)		λ_{lab} (Å)	λ (Å)	W	$\Delta\lambda$ (Å)
1	2	3	4	5	6	7	8
0830 + 115							
2.3241	2.3241	0	CII	1334.5	4436.14	W	0.14
			FeII	1206.5			0.55
			SiII	1260.4	4190.55	vS	0.85
			MgII	1239.9	4121.2	vW	-0.4
			HI	1215.7	4040.06	M	-0.94
			NI	1199.6	3987.91	W	0.31
			SIII	1190.2	3955.96	vS	-0.34
			FeII	1145.0	3806.22	vW	0.12
			NI	1084.0	3604.5	vW	1.2
2.2429	2.2463	-340	CII	1334.5	4332.00	M	-0.2
			SiII	1304.4	4233.8	vW	-0.7
			SiII	1260.4	4091.25	vW	-0.35
			HI	1215.7	3947.21	S	0.81
2.2093	2.2093	0	SiIV	1393.8	4472.6	vW	-0.5
			CII	1334.5	4283.01	S	0.21
			SiII	1260.4	4044.13	M	-0.87
			HI	1215.7	3900.54	M	-0.85
	2.0820	20	CI	1328.8	4096.24	vW	0.84
			CI	1277.3	3935.67	S	-0.93
			SiII	1260.4	3886.42	S	1.82
2.0822			SiII	1193.3	3679.2	vW	1.4
			SiII	1190.4	3669.50	M	0.7
	2.0812	100	CIV	1548.2	4770.01	vS	-0.20
			CIV	1550.8	4780.26	S	1.96
			SiIV	1393.8	4295.47	S	0.87
			CII	1334.5	4111.38	S	-0.52
1.8317	1.8317	0	SiII	1304.4	3693.84	W	0.14
			FeII	1008.5	4555.06	M	0.26
			CIV	1548.2	4383.76	M	-0.24
			SiIV	1393.8	3947.21	S	0.41
	1.5989	50	CI	1656.9	4305.92	vW	-0.18
1.5998			SiI	1526.7	3968.00	M	0.30
			AlII	1670.8	4342.70	M	0.50
	1.6000	-20	CIV	1550.8	4033.08	S	0.98

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
1.5892	1.5889	30	CIV	1548.2	4024.33	S	-0.97
			SiII	1808.0	4681.3	vW	0.6
			AlII	1670.8	4325.49	W	0.01
			FeII	1608.5	4163.68	vW	-0.52
			AlIII	1862.8	4824.39	S	0.09
2351-154	1.5898	-60	AlIII	1854.7	4803.36	vS	0.06
			SiIV	1393.8	4609.2	vW	-0.5
			OI	1302.2	4307.30	M	-0.5
2.2937	2.2939	-20	SiII	1260.4	4168.29	vW	-0.21
			ClI	1334.5	4396.55*	vW	0.85
			SiII	1328.8	4376.39	vW	-0.51
2.2404	2.2408	-40	SiII	1304.4	4296.34	W	-0.26
			CIV	1548.2	5017.03	vW	-0.37
			SiII	1304.4	4227.81	W	0.51
2.1384	2.1385	-10	OI	1302.2	4219.90	W	-0.3
			CIV	1550.8	4856.94	W'	-0.26
			CIV	1548.2	4859.38	M	0.38
2.0086	2.0092	-60	SiII	1526.7	4791.6*	vW	0.1
			CIV	1550.8	4667.13	vW	0.43
			SiIV	1402.8	4219.90	W	-1.4
2.0024	2.0025	-10	SiIV	1393.8	4194.6	vW	0.4
			CIV	1550.8	4655.0	vW	-1.3
			CIV	1548.2	4649.7*	vW	1.2
1.9684	1.9684	0	MgI	1827.9	5425.32	M	-0.58
			Cl	1656.9	4918.51	W	0.21
			SiII	1526.7	4532.9	vW	1.00
1.9154	1.9166	-120	AlII	1670.8	4872.94	W	-0.16
			CIV	1550.8	4523.4	vW	0.3
			CIV	1548.2	4515.1*	vW	-0.4
1.8985	1.8989	-40	Cl	1656.9	4803.7*	vW	0.5
			Cl	1560.3	4523.4	vW	0.2
			SiII	1526.7	4425.19	vW	-0.61
0457+024							
1.7171	1.7167	70	SiII	1260.4	3124.14	M	0.04
1.6295	1.6290	50	AlII	1670.8	4392.52*	W	0.02
			Cl	1656.9	4355.61*	W	-0.39
			FeII	1608.5	4228.10	W	-0.60

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
1.6249	1.6251	-20	Cl	1560.3	4102.61	νW	0.61
			Al II	1670.8	4385.52*	W	-0.48
			C, V	1548.2	4064.15	M	-0.05
1.6205	1.6211	-60	CIV	1550.8	4064.15	M	-0.65
			CIV	1548.2	4058.79*	S	0.79
			Si II	1526.7	4001.63*	S	0.03
1.5659	1.5654	50	Cl	1656.9	4249.98	νW	-0.62
			Fe II	1608.5	4126.2*	νW	-0.2
			C II	1334.5	3424.14	M	0.64
0424-131							
2.2362	2.2366	-49	C II	1334.5	4319.75*	W	0.55
			Si II	1304.4	4222.3*	νW	0.5
			HI	1215.7	3934.1	νW	-0.6
			Si III	1206.5	3904.8	νW	-0.2
2.1592	2.1586 ^b	70	HI	1215.7	3840.62	1.2 A	0.72
			Si IV	1393.8	4491.8	0.4 A	-0.7
			Si IV	1402.8	4430.4	0.5 A	-0.5
			CIV	1550.8	4897.6	0.3 A	-0.8
			Si II	1526.7	4063.4	W	-0.1
1.6623	1.6616	70	Si II	1526.7	4063.4	W	-0.1
1.5885	1.5884	10	Al III	1854.7	4799.8*	νW	-0.9
			Al II	1670.8	4325.11	M	0.41
			Fe II	1608.5	4163.8*	W	0.4
			Si II	1526.7	3551.38*	M	-0.32

Примечания к таблице 4

Значения λ и W взяты из работы [2]; λ_0 — из работы [14]; * — означает то же, что и в табл. 3; а — разности скоростей приведены с точностью ± 0.0 км/с; б — данная система линий ионов была отождествлена ранее в работе [2]; $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0(1+z)$.

6) Система CO линий ($z_0 = 2.1592$, $M = 0.3$) приблизительно совпадает по z_0 ($|\Delta v| \sim 70$ км/с) с системой линий HI, CIV, Si IV с $z_0 = 2.1586$, которая ранее была отождествлена Робертсом и др. [2] (табл. 4).

7) Сельмая система CO линий с $z_0 = 2.0822$ ($0830 + 115$, $M = 0.04$) совпадает по z_0 , в пределах точности измерений, с системой линий Cl и Si II с $z_0 = 2.0820$, и которой линия HI (1216) blendируется абсорбционной линией, приписанной Робертсом и др. линии водорода L_1 с $z_0 = 2.8569$.

Подводя итог этой части работы, отметим, что:

1. В случае квазара 0830+115 подавляющее большинство вновь отождествленных линий (62 из 67) ранее не были отождествлены.

2. Общее число вновь отождествленных линий, принадлежащих СО-системам, для 5 квазаров Саржента и др. [1] — 60, из них 21% совпадает с ранее отождествлявшимися линиями, а общее число вновь отождествленных линий для 6 квазаров Робертса и др. [2] — 188, из них 21% совпадает с ранее отождествлявшимися.

3. Система СО линий с $z_0 = 2.5538$ (PKS 2126—158) является системой с самым большим красным смещением, среди достоверных систем СО линий.

4. В результате повторного анализа спектра поглощения квазара PHL 957, основанного на данных работы [1], найдены две новые системы СО линий с $z_0 = 1.7425$ и 1.6962 , наряду с ранее отождествленной системой СО и H₁ линий с $z_0 = 2.181$ [5].

5. Существенно, что найденные абсорбционные системы (табл. 1—4) содержат наиболее сильные линии, широко представленные в УФ-спектрах межзвездного поглощения в Галактике и БМО. Это позволяет сделать вывод о том, что такие системы СО линий с большой вероятностью возникают в результате поглощения излучения квазара в межзвездном газе далеких галактик, лежащих на луче зрения между наблюдателем и квазаром.

3. *Модель поглощающей области.* К сожалению, эквивалентные ширины линий СО даны только для 5 квазаров [1] (в работе [2] эквивалентные ширины неидентифицированных линий характеризовались лишь качественно). Наиболее интенсивная линия СО 2—0 присутствует во всех СО-системах. Эквивалентная ширина этой линии, с учетом поправки $1 - z_0$, имеет значение $W_{\lambda} = W_{\lambda}/(1 + z_0) \sim (0.7 \pm 0.3) \text{ \AA}$, за исключением случаев возможного блендирования с другими линиями, соответствующим иным значениям z_0 , а также случая аномально интенсивной линии СО 2—0 в системе с $z_0 = 2.1066$ (PKS 2126—158, $M = 0.1$). Указанное значение W_{λ} на порядок превосходит типичные значения W_{λ} ($= 40 - 100 \text{ m\AA}$) линии СО 2—0 для отдельного облака в Галактике или БМО [11—13], хотя во всех остальных отношениях содержащие СО поглощающие области весьма похожи на диффузные облака Галактики с $\Delta E_{\text{д-р}} \approx 0''20$ [8]. Естественно думать, что большая ширина наблюдаемых линий обусловлена суммарным эффектом от значительного числа ($N \sim 10$) диффузных облаков, входящих в состав далеких галактик и имеющих различные скорости относительно наблюдателя ($\Delta v \sim 100 \text{ км/с}$).

В таком случае в зависимости от соотношения видимых угловых размеров квазара Ω_q и галактики Ω_g , возможны два случая:

1. При $\Omega_* \ll \Omega_c$ может быть лишь последовательное поглощение излучения квазара в облаках, расположенных в далекой галактике ($z > 1$) вдоль луча зрения. Такая ситуация едва ли реализуется, поскольку при наклонном положении экваториальной плоскости галактики невозможно набрать вдоль луча зрения необходимое число облаков, а случай совпадения луча зрения с плоскостью диска, во-первых, маловероятен, во-вторых, при таком совпадении из-за концентрации пыли в диске галактики она была бы непрозрачна.

2. При $\Omega_* \gtrsim \Omega_c$ в поглощение могут давать вклад все облака галактики, которые попадают в телесный угол Ω_* . На первый взгляд может показаться, что этот случай не имеет места, поскольку измерения оптической переменности блеска квазаров приводят к значениям $\Omega_* \ll \Omega_c$ ($z = 2$) $\approx 1''$. Однако поскольку рассматриваемая галактика лежит на луче зрения, необходимо учитывать гравитационную фокусировку излучения квазара, которая и должна приводить к увеличению видимых угловых размеров удаленного источника излучения до величины порядка $1''$, поскольку $\theta = 1.75 (M_c/M_\odot) (R_c/R_g)$, где M_c и R_c — масса и радиус фокусирующей галактики в солнечных единицах. В таком случае при любом наблюдении распределении массы в галактике часть ее, заключенная внутри радиуса $\approx 0.75 R_c$, подобна оптической линзе, т. е. фокусируется все излучение, проходящее через эту область, как было показано в [15]. Указанная ситуация может реализоваться лишь в том случае, когда луч квазар — наблюдатель проходит сквозь диск галактики на расстоянии не более 10 кпс от ее центра. А только этой центральной области и могут принадлежать облака, содержащие СО. Отметим также, что увеличение видимого углового размера квазара, обусловленное общей кривизной пространства (при $z \sim 2$, $H_0 \sim 100$ км/с Мпс и $q_0 \leq 1$), на порядок меньше, чем рассмотренный выше эффект. Интересно, что гравитационная фокусировка излучения квазаров галактиками естественно объясняет «сосуществование» линий ионов различных степеней ионизации (C II и C IV, Si II и Si IV, N I и N II, NV и т. д.) при одном и том же красном смещении — факт, на который было указано в работе [16].

Как известно, эффект гравитационной линзы ранее привлекался для объяснения ряда явлений: а) усиление потока излучения квазаров, обусловленное фокусировкой [17]; б) кажущееся сверхсветовое расширение оболочек некоторых квазаров [15]; в) кратность видимых изображений ряда квазаров [18, 19]. В данной работе указан еще один возможный эффект — увеличение видимых угловых размеров квазара, приводящее, во-первых, к уширению слабых спектральных линий и, во-вторых, к существованию абсорбционных систем с «перемешанной степенью ионизации».

4. Основные результаты и выводы. Если предлагаемая идентификация линий CO правильна, то мы с необходимостью должны считать, что

1) Содержащие CO поглощающие облака входят в состав центральных областей ($r \lesssim 10$ кпс) спиральных и иррегулярных галактик с $z_s > 1$, поскольку согласно прямым наблюдениям нашей и близлежащих галактик, только в таких областях наблюдается CO.

2) Находящаяся на луче зрения галактика, содержащая в своей межзвездной среде молекулы, с большой вероятностью содержит и пыль. Именно этим можно объяснить сильное покраснение ряда далеких квазаров: PKS 2126—158 [20], PKS 0528—250 [21], PKS 1402+044 [22], 0938 + + 119 [23]. К сожалению, полоса λ 2200 А, связанная с пылью, для всех рассматриваемых z_s выходит за пределы измеренных спектров квазаров.

3) Среди вновь отождествленных линий спектров поглощения 5 квазаров Саржента и др. 12% совпали с линиями, которые в работе [1] интерпретировались как линии поглощения атомарного водорода H I (1216), имеющие различные значения $z_s > z_r$. Исходя из того, что часть линий отождествляется случайно, можно заключить, что в этих пяти квазарах отождествление новых CO-систем существенно не влияет на выводы Саржента и др. о существовании большого числа межгалактических чисто водородных „L“-облаков.

В заключение отметим, что в работе [24] была указана возможность наблюдений поглощающих облаков с большим красным смещением в радиодлинах молекул CO, H₂CO, а также в ИК-линиях молекул H₂ и HD. Такая же возможность имеется и в случае рассматриваемых квазаров. Например, квазар PKS 2126—158 имеет большой поток в радиодиапазоне F_{ν} (5000 МГц) = 1.24 ед. п. [25], что делает его интересным объектом для подобных исследований.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе

ANALYSIS OF THE ABSORPTION-LINE SPECTRA OF ELEVEN QUASARS WITH $z_s > 2$

S. A. LEVSHAKOV, D. A. VARSHALOVICH

The high resolution spectra of 11 quasars investigated by Sargent et al. [1] and Roberts et al. [2] are reanalysed. 39 certain and probable absorption systems containing CO lines as well as atom and ion lines are found. For each CO-system line the probability of accidental coincidence is estimated. It is shown that these systems may arise due to

absorption by interstellar gas of intervening far galaxies ($z > 1$); the gravitational effect of these galaxies on absorption quasar spectra is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Tytler, *Ap. J. Suppl. ser.*, 42, 41, 1980.
2. D. H. Roberts, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, A. H. Crowne, V. T. Junkkuriinen, H. E. Smith, *Ap. J.*, 224, 344, 1978.
3. J. J. Perry, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Astron. Soc. Pacific*, 90, 337, 1978.
4. Д. А. Варшало́вич, С. А. Левшаков, *Письма АЖ*, 4, 115, 1978.
5. Д. А. Варшало́вич, С. А. Левшаков, *Письма АЖ*, 5, 371, 1978.
6. S. A. Levshakov, D. A. Varshalovich, *Astrophys. Lett.*, 20, 67, 1979.
7. D. A. Varshalovich, S. A. Levshakov, Preprint of A. F. Ioffe Inst. Phys. Technol., No. 673, Leningrad, 1980.
8. Д. А. Варшало́вич, С. А. Левшаков, *Письма АЖ*, 7, 204, 1981.
9. S. G. Tilford, J. D. Stimmons, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1, No. 1, 1972.
10. E. N. Lassetre, A. Skerbele, *J. Chem. Phys.*, 54, 1597, 1971.
11. D. C. Morton, *Ap. J.*, 197, 85, 1975.
12. A. M. Smith, T. P. Stacher, *Ap. J.*, 164, L43, 1971.
13. K. S. de Vuer, J. Koornneef, B. D. Savage, *Ap. J.*, 236, 769, 1980.
14. D. C. Morton, *Ap. J.*, 222, 863, 1978.
15. S. M. Chitre, J. V. Narlikar, *Ap. J.*, 235, 335, 1980.
16. E. M. Burbidge, *Physica Scripta*, 17, 201, 1978.
17. J. M. Barnothy, *A. J.*, 70, 666, 1965.
18. P. Young, J. E. Gunn, J. Kristian, J. B. Oke, J. A. Westphal, *Ap. J.*, 241, 507, 1980.
19. R. J. Weymann, D. Latham, J. R. P. Angel, R. F. Green, J. W. Liebert, D. A. Turnshek, D. E. Turnshek, J. A. Tyson, *Nature*, 285, 641, 1980.
20. D. L. Jancey, A. E. Wright, B. A. Peterson, J. J. Condon, *Ap. J.*, 223, L1, 1978.
21. D. L. Jancey, A. E. Wright, B. A. Peterson, *Ap. J.*, 221, L109, 1978.
22. B. A. Peterson, D. L. Jancey, A. E. Wright, *Ap. J.*, 222, L81, 1978.
23. E. A. Beaver, R. Harms, C. Hazard, H. S. Murdosh, R. F. Carswell, P. A. Strittmatter, *Ap. J.*, 203, L5, 1976.
24. В. К. Херсонский, Д. А. Варшало́вич, С. А. Левшаков, *Астроф. ж.*, 58, 29, 1981.
25. D. L. Jancey, A. E. Wright, B. A. Peterson, J. J. Condon, *Ap. J.*, 219, L1, 1978.
26. M. A. J. Sniijders, M. Pettini, A. Boksenberg, *Ap. J.*, 245, 395, 1981.

УДК 524.31+524.5

NEW H_α EMISSION STARS IN GALACTIC DARK CLOUDS

MARIA KUN

Received 26 May 1981

Accepted 5 December 1981

110 H_α emission objects not published previously were detected with a 60/90/180 cm Schmidt telescope of Konkoly Observatory in two fields containing several dark clouds. The centres of these fields are at $\alpha = 2^{\text{h}}04^{\text{m}}$, $\delta = +75^{\circ}$, and at $\alpha = 22^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta = +75^{\circ}$. Most of the emission stars appear to be located near the edges of the dark regions. Their apparent red magnitudes are between 11^m and 16^m.

Search for H_α emission stars in regions of dark clouds associated with radio molecular emission has been in progress at Konkoly Observatory for some while. Here we present the results obtained in two fields, each covering an area of 19 square degrees, lying at intermediate galactic latitudes.

Observations were made with the 60/90/180 cm Schmidt telescope of Konkoly Observatory equipped with a 5" objective prism having a dispersion of 580 Å/mm at H_α. One plate was obtained for both fields on Kodak 103aE emulsion using Schott RG1 filter, with 60^m exposure time. The spectra were widened to 9". The coordinates of the plate centres were the following:

$$\alpha_{1950} = 2^{\text{h}}04^{\text{m}}, \quad \delta_{1950} = +75^{\circ}; \quad l = 127^{\circ}6, \quad b = +14^{\circ}0, \quad (1)$$

$$\alpha_{1950} = 22^{\text{h}}35^{\text{m}}, \quad \delta_{1950} = +75^{\circ}; \quad l = 114^{\circ}5, \quad b = +14^{\circ}6. \quad (2)$$

The limiting magnitude of the survey was about 16^m in the red. A rough magnitude estimate was made in two steps using Palomar red prints: First, approximate red magnitudes were established for a sequence of non-emission stars of our fields from the Palomar prints on

Table 1

No.	α_{1950}	δ_{1950}	m_R	No.	α_{1950}	δ_{1950}	m_R
1	2 ^h 26 ^m 18 ^s .62	75° 30' 33.1	12 ^m 0	37	1 ^h 54 ^m 11 ^s .56	76° 11' 58.2	14.0
2	2 26 6.68	75 35 8.8	14.0	38	1 55 10.33	76 3 11.0	13.5
3	2 24 32.47	75 13 34.9	12.7	39	1 55 33 20	75 51 20.0	13.5
4	2 24 45.78	75 11 17.9	12.7	40	1 51 29.24	75 51 11.1	13.5
5	2 24 18.85	75 10 9.1	13.5	41	1 42 17.25	76 37 58.1	12.0
6	2 21 22.87	75 32 6.6	12.7	42	1 34 14.09	76 25 8.3	12.0
7	2 21 28.65	75 34 20.7	14.0	43	1 33 6.78	76 20 24.1	12.0
8	2 18 17.57	75 44 3.2	12.7	44	1 33 45.28	75 21 52.8	15.0
9	2 17 48.50	75 48 17.2	12.0	45	1 33 32.44	76 16 35.8	13.5
10	2 15 28.51	76 11 23.6	14.0	45	1 34 55.29	75 56 47.4	12.5
11	2 14 24.82	76 20 47.5	12.7	47	1 34 27.57	75 54 38.3	13.0
12	2 15 36.76	76 33 1.5	11.0	48	1 22 40.42	75 32 22.0	11.5
13	2 16 0.18	76 33 24.5	14.0	49	1 31 24.03	75 13 21.3	12.0
14	2 15 56.81	76 57 59.4	11.5	50	1 29 27.36	75 10 32.7	12.0
15	2 14 24.66	77 5 35.8	11.5	51	1 32 48.09	75 15 59.1	13.0
16	2 13 47.18	77 1 1.7	12.0	52	1 35 8.70	75 14 1.2	13.0
17	2 6 36.91	77 0 26.9	12.0	53	1 36 8.19	75 13 24.3	12.0
18	2 7 38.15	76 56 18.4	13.5	54	1 37 27.03	75 22 34.1	12.0
19	2 4 31.57	76 53 56.8	12.0	55	1 56 20.70	74 57 3.4	12.0
20	2 5 6.40	76 51 54.7	12.7	55	1 56 29.94	75 15 1.5	12.5
21	2 5 42.42	76 47 13.0	13.5	57	1 57 47.43	75 10 32.7	12.5
22	2 7 37.24	76 33 9.5	14.5	58	1 56 15.27	74 57 3.4	12.0
23	2 8 17.95	76 20 55.5	12.7	59	1 59 28.55	75 23 52.8	11.5
24	2 6 40.79	76 20 31.1	14.0	60	2 3 13.39	75 20 56.3	12.0
25	2 0 32.11	77 2 7.2	12.7	61	2 6 31.27	75 32 37.8	12.0
26	1 59 56.93	76 51 22.7	15.2	62	2 4 31.13	74 59 32.5	12.0
27	1 58 32.70	76 45 37.1	11.5	63	2 5 50.12	74 55 21.1	12.0
28	1 59 4.66	76 36 37.3	11.5	64	2 7 23.85	74 49 34.4	12.5
29	1 58 47.97	76 25 14.8	12.0	65	1 49 33.72	73 45 32.0	13.5
30	1 57 57.89	76 14 10.8	12.0	66	1 53 23.82	73 29 12.2	12.0
31	1 59 18.53	76 13 26.7	12.0	67	1 59 7.78	73 1 5.4	12.5
32	1 58 29.66	76 11 30.8	15.2	68	1 59 22.52	73 0 8.2	12.5
33	1 50 34.19	76 27 43.5	13.0	69	2 2 59.79	73 28 2.7	13.0
34	1 50 38.57	76 20 15.7	12.7	70	2 5 21.45	73 1 43.7	13.5
35	1 52 57.66	76 16 4.3	13.5	71	2 13 40.97	73 3 10.6	12.5
36	1 53 46.77	76 13 41.7	12.7	72	2 15 45.56	74 0 53.9	14.0



Fig. 1a

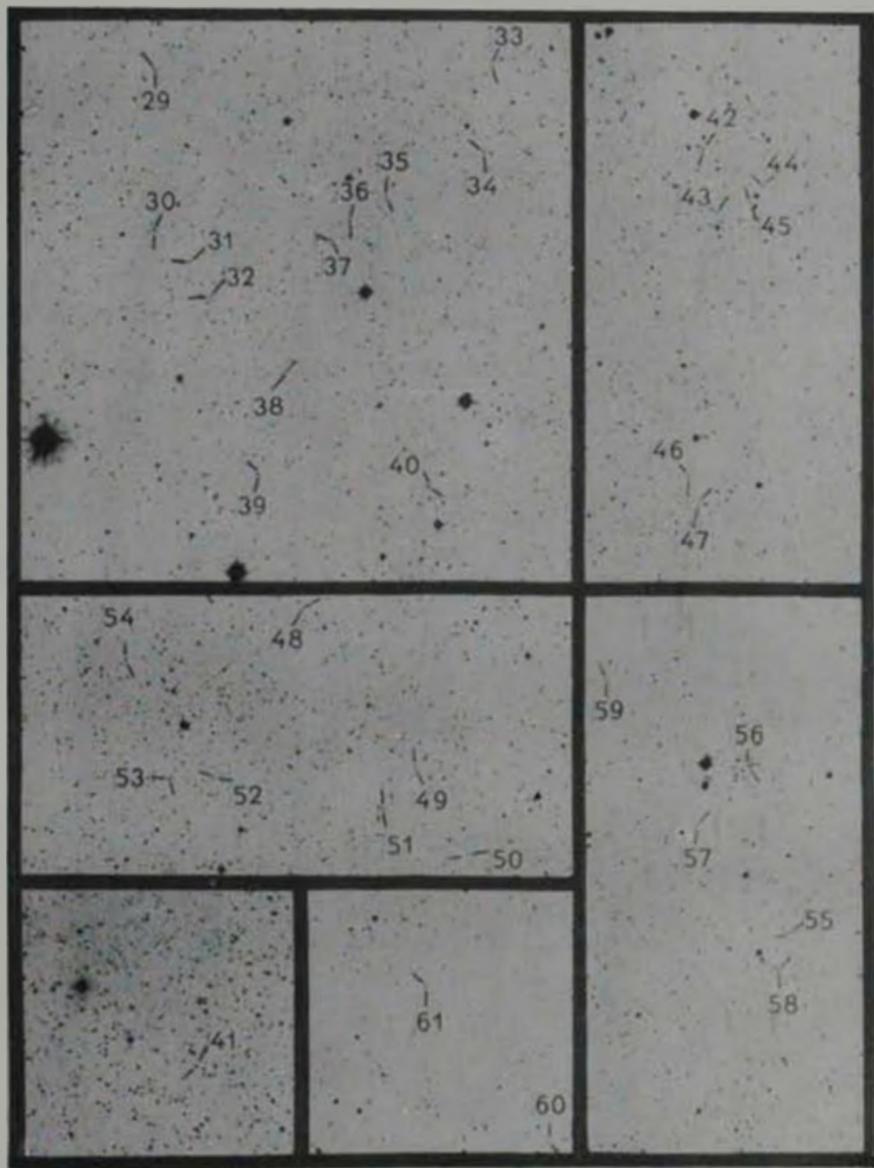


Fig. 1b

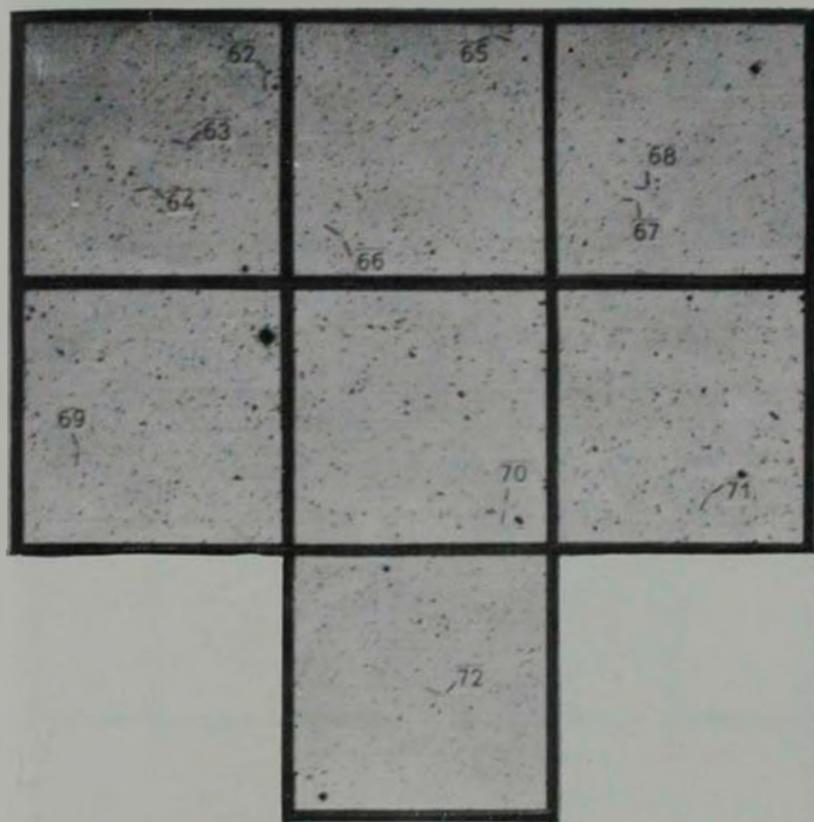


Fig. 1c



Fig. 2a

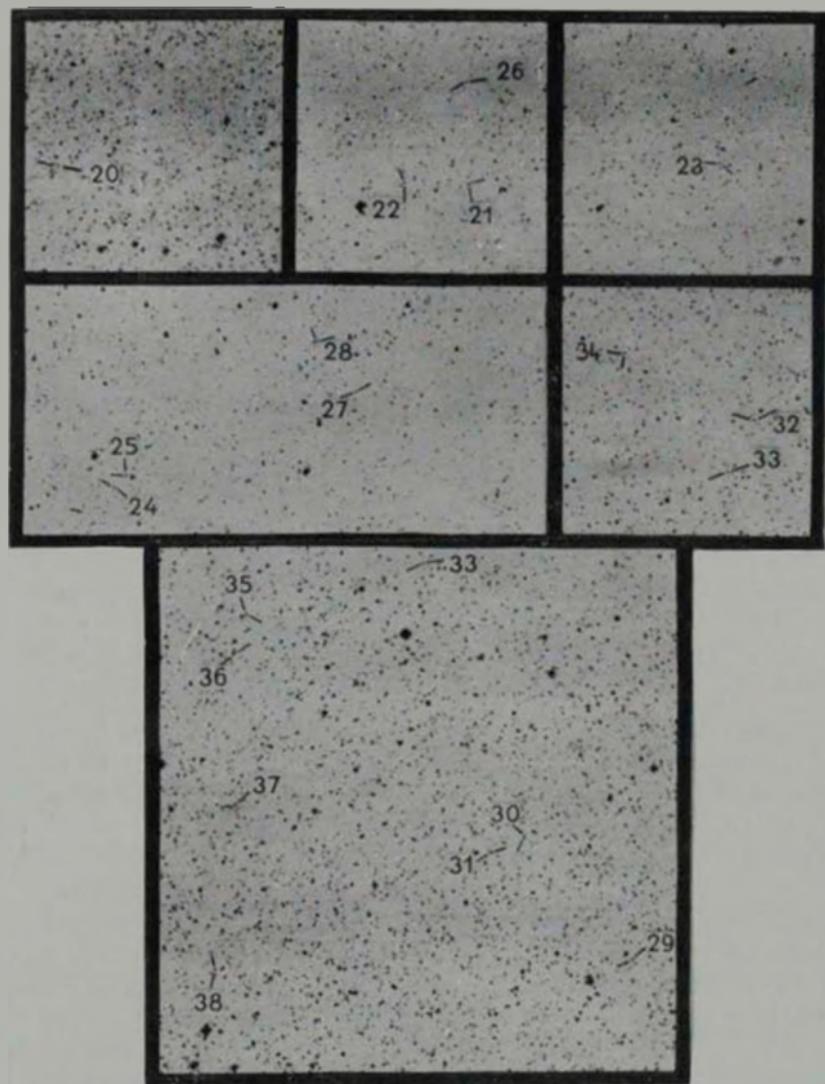


Fig. 2b

Table 2

No.	α_{1950}	δ_{1950}	m_R	No.	α_{1950}	δ_{1950}	m_R
1	22 ^h 33 ^m 11 ^s .03	+75° 2' 44.1"	12 ^m 0	20	22 ^h 45 ^m 14 ^s .08	+73 39' 24.7"	15 ^m 2
2	22 35 2.76	75 3 1.9	15.2	21	22 45 5.72	74 56 11.6	12.7
3	22 36 43.64	74 48 34.2	12.7	22	22 47 35.81	74 56 8.6	15.2
4	22 38 29.92	74 40 23.3	14.0	23	22 56 32.89	74 41 55.2	12.7
5	22 25 17.08	74 56 37.3	14.0	24	22 52 4.33	74 57 6.3	15.2
6	22 23 45.30	74 57 7.4	15.2	25	22 52 1.44	75 17 9.5	14.0
7	22 24 11.96	74 32 39.4	12.0	26	22 45 53.74	75 8 48.3	14.0
8	22 13 43.40	74 38 49.7	13.2	27	22 46 33.84	75 25 8.8	12.7
9	22 8 3.19	76 8 32.9	12.5	28	22 47 45.93	75 27 31.1	14.0
10	22 6 59.16	75 24 55.1	14.0	29	22 40 13.96	75 54 0.8	12.5
11	21 59 47.69	75 10 35.8	14.0	30	22 42 49.08	76 5 41.8	12.5
12	22 0 32.57	74 59 9.5	12.7	31	22 43 40.24	76 4 27.0	13.0
13	22 7 39.48	74 14 23.2	16.2	32	22 45 8.4	76 30 53.4	12.5
14	22 7 43.60	74 14 42.9	15.2	33	22 45 52.71	76 29 43.1	15.0
15	22 12 7.39	74 27 2.2	12.7	34	22 47 41.29	76 42 28.9	12.0
16	22 12 28.32	74 27 33.1	12.0	35	22 49 41.59	76 25 13.3	11.0
17	22 23 42.39	73 35 18.9	13.8	36	22 50 36.84	76 23 17.9	11.5
18	22 27 20.33	73 47 32.8	14.0	37	22 48 51.71	76 8 1.2	11.5
19	22 26 47.05	73 50 16.6	15.2	38	22 49 16.85	75 58 17.3	12.5

the basis of the curve published by Dorschner et al. [1]. Then the brightnesses of the continuous spectra of these calibrated stars were compared by eye with the continua of the emission stars. If the magnitudes found by this method are compared with those estimated from the image on Palomar prints many of the objects appear to be variable. The accuracy of this magnitude estimate is about $\pm 1^m$.

Positions of the emission stars were measured by an ASCOIRIS instrument and were transformed into equatorial coordinates. The transformation was made on the basis of coordinates and measured positions of 18 stars of the AGK 2 catalogue. The accuracy of the equatorial coordinates is about $\pm 3''$.

The first region was observed in September 1974. It contains at least two dark clouds: Lynds 1333 at $\alpha_{1950} = 2^h 21^m$, $\delta_{1950} = +75^\circ$, and a cloud found by Cudaback and Heiles [2] during their OH-survey at $\alpha_{1950} = 2^h 04^m 30^s$, $\delta_{1950} = +75^\circ 54'$. 72 emission stars were found in this field. Table 1 contains the list of their equatorial coordinates and the approximate red magnitudes. Figure 1 gives the identification charts.

The field centred on $\alpha_{1950} = 22^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = +75^{\circ}$ was observed in July 1977. It contains the dark cloud Lynds 1251, which was searched for OH and H₂CO with positive result by Myers [3], as well as two clouds of lesser opacity: Lynds 1243 and 1247. 38 new H_α emission stars were found in this region. Their coordinates and red magnitudes are listed in Table 2. Figure 2 presents the finding charts.

Most of the emission stars appear to be near the edges of the dark regions. This fact allows us to assume that they are associated with the dark clouds.

Konkoly Observatory,
Budapest

НОВЫЕ H_α ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

МАРИЯ КУН

110 новых H_α эмиссионных звезд были обнаружены в двух областях, содержащих темные туманности, в Астрономической обсерватории им. Конколи на 60/90/180 см телескопе системы Шмидта. Центры исследованных областей имеют координаты $\alpha_{1950} = 2^{\text{h}}04^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = +75^{\circ}$ и $\alpha_{1950} = 22^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = +75^{\circ}$. Видимые красные звездные величины эмиссионных звезд находятся в интервале 11^m–16^m.

REFERENCES

1. D. D. Cudaback. *C. Hellen*, Ap. J. Lett. 155, L21, 1969.
2. J. Dorachner, J. Gärtner, R. Schteltecke, K. H. Schmidt. *A. N.* 289, 53, 1967.
3. P. C. Myers. *Ap. J.*, Suppl. ser., 26, 83, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

У.ДК 524.33+524.352

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ RY ТЕЛЬЦА

Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 27 мая 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Приводятся результаты фотоэлектрических UBV -наблюдений RY Тельца, выполненных на Крымской станции ГАИШ в 1965—80 гг. В изменении блеска RY Тельца наблюдаются две составляющие: быстрая (дни) и медленная (годы). При быстрых колебаниях показатели цвета $B-I'$ и $U-B$ меняются независимо от блеска, однако в отдельные интервалы времени наблюдается довольно сильная корреляция с яркостью звезды, как положительная, так и отрицательная. При медленных колебаниях в среднем наблюдается только обратная зависимость: при увеличении блеска медленной составляющей показатели цвета увеличиваются («покраснение звезды»). Проведено сопоставление изменений собственной полуврзавции RY Тельца с блеском.

1. *Введение.* Факт относительной молодости звезд типа T Тельца является бесспорным для исследователей переменных звезд. В то же время механизм переменности этих звезд не установлен, несмотря на то, что их активное изучение продолжается уже несколько десятилетий. Наблюдаемая картина переменности сложна и многообразна, каждая из звезд имеет свои особенности. Однако существуют и общие закономерности. Выявление этих закономерностей, способствующее пониманию природы переменности звезд типа T Тельца, возможно лишь на основе длительных и однородных рядов наблюдений, поскольку в разные периоды времени фотометрическое поведение звезды бывает различным.

На Крымской станции ГАИШ наблюдения звезд типа T Тельца начаты в 1965 г. и продолжаются до настоящего времени.

В данной работе рассмотрены результаты исследования RY Тельца, наиболее яркого представителя (после самой T Тельца) класса молодых звезд, на основе фотоэлектрических наблюдений в системе UBV .

2. *Наблюдательный материал.* В табл. I приведены результаты фотоэлектрических UBV -наблюдений RY Тельца в 1965—80 гг., прово-

Таблица 1

JD 24...	V	B-V	U-B	JD 24...	V	B-V	U-B
1	2	3	4	1	2	3	4
39 022.58	11 ^m .18	+0 ^m .94	+0 ^m .45	41 289.432	10 ^m .85	+0 ^m .98	+0 ^m .47
029.52	11.24	+0.96	+0.46	297.537	10.86	+1.00	+0.43
036.53	11.28	+0.93	+0.44	301.428	10.78	+1.06	+0.57
038.57	11.30	+0.95	+0.54	312.560	10.88	+1.04	+0.52
039.52	11.29	+0.94	+0.48	313.304	10.91	+1.06	+0.55
382.58	10.65	—	—	321.306	10.59	+0.98	+0.36
383.52	10.63	+1.12	+0.48	331.465	10.55	+0.97	+0.46
385.57	10.64	+1.11	+0.42	334.251	10.46	+0.97	+0.38
407.51	11.20	+1.01	+0.33	336.343	10.57	+0.92	+0.30
414.47	11.16	+1.01	+0.46	339.272	10.48	+0.95	+0.40
416.45	11.16	+1.02	+0.33	340.417	10.48	+0.98	+0.46
423.45	10.97	+1.03	+0.54	346.380	10.57	—	—
437.43	10.58	+1.11	+0.52	348.366	10.43	+0.92	—
438.36	10.52	+1.07	+0.51	349.349	10.45	+0.97	—
442.41	10.46	+1.09	—	354.374	10.43	+0.94	+0.29
443.38	10.45	+1.10	+0.56	355.202	10.47	+0.96	+0.41
452.45	10.58	+1.11	—	356.238	10.45	+0.97	+0.42
466.40	10.42	+1.09	+0.59	372.341	10.54	+0.97	+0.51
480.39	10.45	+1.09	+0.52	390.30	10.61	+0.97	—
39 739.519	10.21	+1.07	+0.29	391.305	10.63	+0.98	+0.40
766.304	10.45	+0.98	+0.54	392.262	10.66	+0.98	+0.39
793.424	10.21	+1.01	+0.44	395.283	10.50	+0.98	+0.49
816.257	10.17	+1.02	+0.44	396.279	10.46	+0.99	+0.44
821.317	10.18	+1.04	+0.46	400.254	10.38	—	—
831.298	10.60	+1.07	+0.49	417.273	10.91	—	—
835.25	10.56	+1.11	+0.57	534.526	10.90	+0.93	+0.55
40 977.407	11.36	+0.91	+0.34	546.536	11.04	+0.94	+0.35
979.342	11.35	+0.91	+0.30	548.554	11.07	+0.90	+0.31
982.323	11.39	+0.93	+0.35	550.533	11.09	+0.90	+0.36
983.361	11.37	+0.94	+0.32	564.538	10.97	+0.91	+0.35
41 240.586	10.50	+0.97	+0.35	566.574	10.98	+0.92	+0.30
247.558	10.57	+0.96	—	570.529	11.05	+0.91	+0.52
252.451	10.54	+0.96	+0.39	573.510	11.07	+0.90	+0.47
253.502	10.57	+0.97	+0.37	577.502	11.06	+0.93	+0.44
254.518	10.54	+0.97	+0.44	579.496	11.08	+0.93	+0.45
262.412	10.70	+0.92	+0.34	596.517	11.05	+0.86	+0.43
265.351	10.68	+0.97	+0.41	599.496	11.03	+0.93	+0.36
267.516	10.65	+0.98	+0.36	619.346	11.08	+0.95	+0.40
268.493	10.64	+0.98	+0.31				

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	1	2	3	4
41 632.338	11 ^m .11	+1 ^m .02	+2 ^m .51	42 311.495	10 ^m .38	+0 ^m .59	+0 ^m .24
637.312	10.80	+0.97	+0.45	313.539	10.33	+0.99	+0.27
653.379	11.09	+0.95	+0.33	314.533	10.46	+1.01	+0.38
654.314	11.09	+0.97	+0.44	316.435	10.46	+0.98	+0.30
655.272	11.07	+0.98	+0.46	344.588	10.63	+0.91	+0.28
658.40	11.11	+0.98	+0.38	364.517	10.61	+0.92	+0.27
665.433	11.26	+0.94	+0.38	369.492	10.56	+0.92	+0.22
682.244	11.13	+1.00	+0.46	370.474	10.51	+0.92	+0.23
684.299	11.09	+1.01	+0.51	384.343	10.51	+0.96	+0.34
685.347	11.17	+1.00	+0.47	387.356	10.57	+0.93	+0.24
686.273	11.18	+1.00	+0.50	392.328	10.55	+0.93	+0.27
706.35	10.97	+0.97	—	423.428	10.64	+0.91	+0.32
708.331	10.89	+0.98	+0.40	428.435	10.61	+0.93	+0.29
719.349	10.92	+1.06	+0.57	429.402	10.52	+0.90	+0.23
749.280	10.81	+1.04	+0.51	430.224	10.61	+0.94	+0.35
750.288	10.81	+1.03	+0.46	431.236	10.60	+0.94	+0.38
767.269	10.67	+0.98	—	432.29	10.60	+0.92	+0.33
775.262	10.83	+0.97	+0.38	461.332	10.33	+0.99	+0.35
919.510	10.45	+1.03	+0.51	480.27	10.39	+0.99	+0.30
920.496	10.37	+1.05	+0.51	671.490	10.54	+1.01	+0.38
923.550	10.32	+1.05	+0.48	495	10.55	+1.00	+0.39
931.552	10.21	+1.02	+0.44	698.562	10.71	+0.94	+0.30
936.516	10.33	+1.03	+0.45	567	10.71	+0.95	+0.25
42 029.317	10.52	+1.03	+0.39	699.386	10.64	+1.00	+0.24
036.326	10.45	+0.94	+0.36	703.378	10.70	+0.93	+0.37
037.259	10.51	+0.98	+0.39	723.379	10.55	+1.00	+0.39
040.467	10.52	+1.01	+0.45	724.355	10.55	+1.00	+0.42
042.500	10.44	+1.02	+0.35	728.345	10.54	+1.02	+0.49
052.528	10.59	+1.09	+0.38	730.265	10.47	+0.99	+0.32
091.21	10.28	+1.08	+0.47	731.276	10.52	+1.03	+0.33
093.28	10.22	+0.97	+0.38	745.338	10.81	+1.04	+0.37
094.342	10.25	+1.05	+0.41	746.272	10.85	+1.05	+0.35
095.346	10.31	+1.06	+0.43	747.287	10.82	+1.02	+0.37
127.322	10.51	+1.03	+0.44	748.269	10.87	+1.03	+0.41
281.460	10.85	+0.98	+0.38	760.334	10.70	+1.05	+0.47
282.509	10.82	+0.99	+0.35	774.271	10.74	+1.08	+0.51
286.449	10.64	+0.99	+0.29	807.287	10.52	+1.20	+0.30
305.505	10.42	+1.01	+0.39	813.387	10.78	+1.05	+0.46
310.497	10.26	+0.98	+0.33	824.232	11.05	+0.99	+0.36

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	1	2	3	4
42 825.228	11 ^m 09	+0 ^m 98	+0 ^m 40	43 404.409	11 ^m 25	+0 ^m 96	+0 ^m 42
.233	11.12	+0.93	+0.35	422.458	11.26	+0.93	+0.36
826.255	11.12	+0.94	+0.33	423.442	11.25	+0.93	+0.34
.260	11.13	+0.95	+0.30	424.372	11.24	+0.92	+0.33
829.272	11.17	+0.95	+0.39	425.498	11.25	+0.92	+0.38
995.523	11.08	+1.08	+0.44	430.351	11.33	+0.92	+0.45
43 049.460	11.06	+1.00	+0.44	439.421	11.58	+0.99	+0.45
057.428	11.28	+0.97	+0.30	.430	11.58	+1.02	+0.40
061.352	11.38	+0.97	+0.31	461	11.56	+1.01	+0.50
066.405	11.52	+1.00	+0.50	441.526	11.64	+0.98	+0.49
079.541	11.12	+0.95	+0.34	.540	11.60	+1.07	+0.46
082.353	11.13	+0.99	+0.35	406.604	11.67	+1.01	+0.56
110.307	11.32	+0.94	+0.43	496.395	11.57	+1.02	+0.48
112.300	11.29	+0.92	+0.35	521.420	11.25	+0.98	+0.35
.544	11.27	+0.91	+0.44	522.444	11.20	+0.98	+0.45
113.391	11.28	+0.92	+0.36	551.214	10.88	+0.92	+0.49
129.388	11.08	+0.94	+0.39	571.257	10.85	+0.97	+0.36
130.254	11.08	+0.97	+0.31	572.291	10.87	+0.99	+0.45
131.262	11.13	+0.93	+0.34	778.522	10.82	+1.06	+0.45
133.292	11.07	+0.89	+0.27	806.481	10.67	+1.00	+0.38
141.269	11.05	+0.95	+0.30	821.306	10.80	+1.00	+0.43
142.328	11.10	+0.91	+0.34	822.339	10.86	+0.99	+0.40
150.219	11.02	+0.97	+0.39	833.285	11.09	+1.00	+0.33
164.260	11.22	+0.93	+0.37	850.299	10.68	+1.03	+0.45
168.239	11.13	+0.87	+0.31	862.209	10.78	+0.99	+0.43
199.301	11.04	+0.83	+0.28	888.225	10.55	+0.98	+0.39
212.260	11.19	+0.85	+0.30	891.296	10.60	+1.00	+0.37
216.285	11.28	+0.91	+0.38	898.254	10.63	+0.99	+0.38
229.253	11.33	+0.94	+0.35	905.219	10.77	+1.00	+0.47
230.249	11.30	+0.92	+0.39	44 140.555	10.87	+0.97	+0.39
232.252	11.23	+0.92	+0.26	161.401	10.87	+0.98	+0.38
374.475	11.14	+0.89	+0.36	163.413	10.86	+1.05	+0.41
375.490	11.13	+0.88	+0.30	164.419	10.89	+1.06	+0.43
377.480	11.14	+0.86	+0.27	175.301	10.91	+1.03	+0.40
378.487	11.12	+0.91	+0.32	189.262	11.39	+0.96	+0.38
379.498	11.14	+0.88	+0.35	192.289	11.36	+1.00	+0.39
405.545	11.19	+0.94	+0.31	194.328	11.22	+1.06	+0.45
406.517	11.20	+0.95	+0.39	195.267	11.10	+1.08	+0.45

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
44 199.535	$10^m 85$	$+1^m 05$	$+0^m 40$	44 290.233	$10^m 76$	$+0^m 95$	$+0^m 36$
222.232	10.87	+0.94	+0.35	314.24	10.69	+0.95	+0.29
226.207	10.70	+0.95	+0.35	315.286	10.71	+0.94	+0.36
254.281	10.67	+0.95	+0.31	317.260	10.68	+0.96	+0.35
289.227	10.70	+0.95	+0.31				

двигавшихся на Крымской станции ГАИШ сначала на 48-см рефлекторе (до 1968 г.), а затем на 60-см рефлекторе. В первом столбце таблицы даны юлианские даты наблюдений, во втором — V -величины, в третьем и четвертом — показатели цвета $B-V$ и $U-V$ соответственно. Наблюдения RY Тельца в 1965—66 гг. были приведены в работе [1], но после их опубликования были уточнены величины звезд сравнения, поэтому в табл. 1 собраны все наблюдения, выполненные в Крыму в 1965—80 гг. Используемые величины звезд сравнения приведены в работе [2].

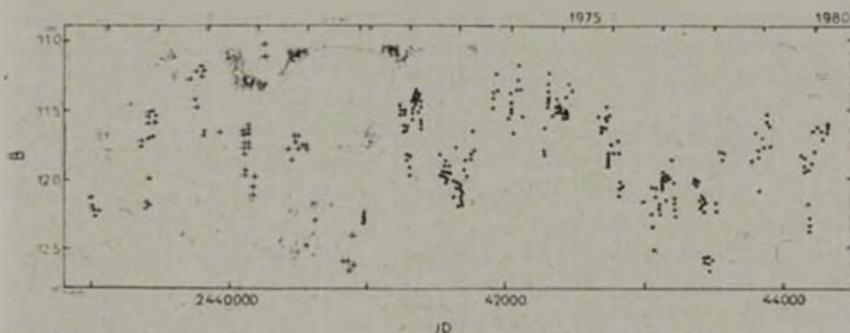


Рис. 1. Кривая блеска RY Тельца в лучах B . (●) — наблюдения автора. (+) — наблюдения Домбровского и др. [1].

На рис. 1 представлена сводная кривая блеска RY Тельца в лучах B . В изменении блеска можно выделить две составляющие — быструю (дни) и медленную (годы). Амплитуда медленной составляющей в лучах V составляет около 1^m , а быстрой — в среднем около $0^m 6$, причем амплитуда быстрых колебаний примерно одинакова в минимуме и максимуме медленной составляющей. Полная наблюдаемая амплитуда переменности RY Тельца составляет $1^m 5$ в V и B и $1^m 7$ в U .

3. Быстрая составляющая в изменении блеска RY Тельца. Как уже отмечалось ранее [2], нет четкой зависимости между изменениями блеска и показателей цвета RY Тельца во время быстрых изменений с характерным

временем несколько дней. Представленные наблюдения позволяют установить следующее.

1) Имеются периоды, когда с уменьшением блеска показатели цвета увеличиваются (например, минимум около JD 24 43450).

2) Иногда уменьшение блеска сопровождается уменьшением показателей цвета (минимум \sim JD 24 39400).

3) Наблюдались ослабления блеска, происходящие без изменения показателей цвета (JD 24 44190), то есть амплитуда изменений блеска одинакова во всех трех фильтрах V , B , U .

4) Наконец, увеличение блеска на $0^m.3$ (JD 24 42800) сопровождалось увеличением показателя цвета $B - V$ и уменьшением $U - B$.

Такой неоднозначный характер переменности в различных спектральных участках наглядно виден на диаграммах $V - (B - V)$, $V - (U - B)$ (рис. 2а, б). Несмотря на большой разброс точек, на диаграмме $V - (B - V)$ все же намечается некоторая зависимость. Коэффициент корреляции между этими величинами равен -0.33 с довольно высоким уровнем значимости (выше 0.5%). На диаграмме $V - (U - B)$ точки, соответствующие наблюдаемым значениям блеска и показателей цвета ($U - B$), заполняют некоторый прямоугольник и дают практически нулевой коэффициент корреляции между этими двумя величинами.

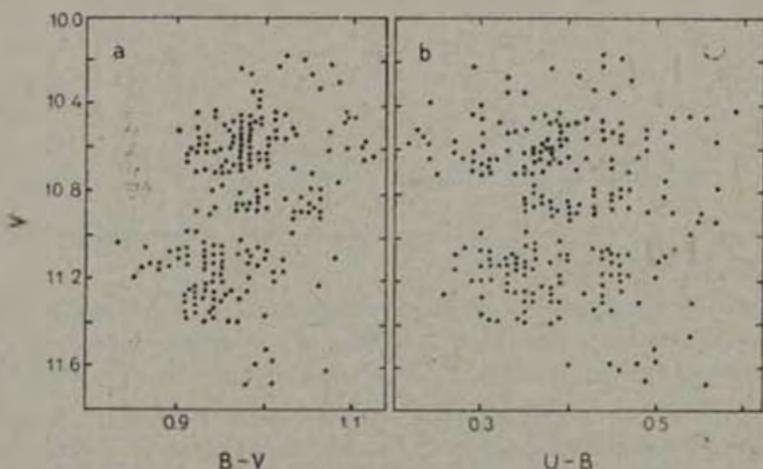


Рис. 2. а) Диаграмма $V - (B - V)$ для RY Тельца; б) Диаграмма $V - (U - B)$ для RY Тельца.

На рис. 3 приведено распределение яркости V по данным табл. 1. Гистограмма имеет два максимума для $V = 10^m.5$ и $V = 11^m.1$ и мини-

мум в области $V = 11^m 0$. Некоторое „набегание“ звездой значения $V = 11^m 0$ заметно и на других диаграммах (рис. 2 а, б).

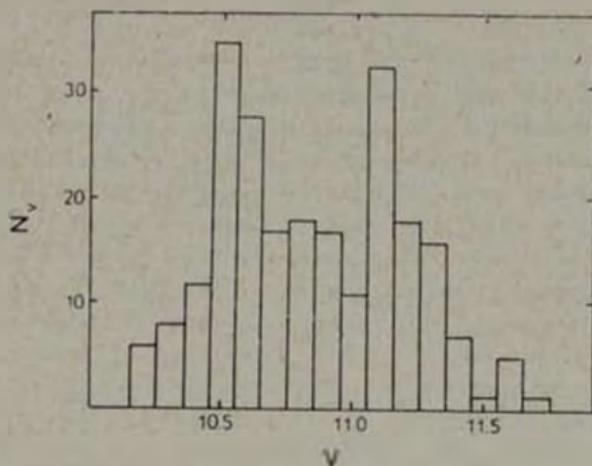


Рис. 3. Распределение яркости V для RY Тельца.

4. Медленная составляющая в изменении блеска RY Тельца. Для выявления свойства медленной составляющей в излучении RY Тельца было произведено осреднение значений блеска и показателей цвета внутри 100-дневных интервалов, причем для получения более гладкой кривой смещение интервала, в котором производилось осреднение, равнялось 50 дням. Кривая блеска V медленной составляющей и показателей цвета $B-V$ и $U-B$ представлена на рис. 4. Во-первых, четко видны крупномасштабные волнообразные изменения. Наиболее глубокие минимумы наблюдались в JD 24 39000, 41000, 43300. Эти минимумы отстоят друг от друга на 5.5—6.3 лет. При амплитуде медленной составляющей в лучах V около 1^m показатели цвета меняются примерно с одинаковой амплитудой ($0^m 2$) и в противофазе с блеском: в среднем ослаблению блеска звезды соответствует уменьшение показателей цвета. Необходимо отметить, что на диаграмме $V-(U-B)$ эта зависимость выражена слабее, чем на диаграмме $V-(B-V)$.

5. Вычисление коэффициента корреляции. Как уже отмечалось у RY Тельца наблюдается множественный характер переменности в смысле зависимости между изменениями блеска и показателей цвета. Наряду с указанными четырьмя крайними формами переменности наблюдаются и промежуточные, что дает на диаграмме $V-(B-V)$ значительный разброс точек, а на диаграмме $V-(U-B)$ — отсутствие зависимости.

Стремясь если не установить причину наблюдаемой неоднозначности в изменении блеска и показателей цвета, то по крайней мере исключить некоторые из этих причин, мы провели определение коэффициентов корреляции а) между наблюдаемыми значениями $V-(B-V)$ и $V-(U-B)$ со сдвигом показателей цвета относительно блеска от $+0^d$ до $+30^d$ через 1^d ; б) между этими же величинами со сдвигом от $+0^d$ до $+30^d$ после учета медленной составляющей в изменении блеска RY Тельца. При этом за медленную составляющую принималась нижняя огибающая на кривых изменения блеска и показателей цвета, аппроксимированная прямыми участками длительностью около 50 дней. Получены следующие результаты.

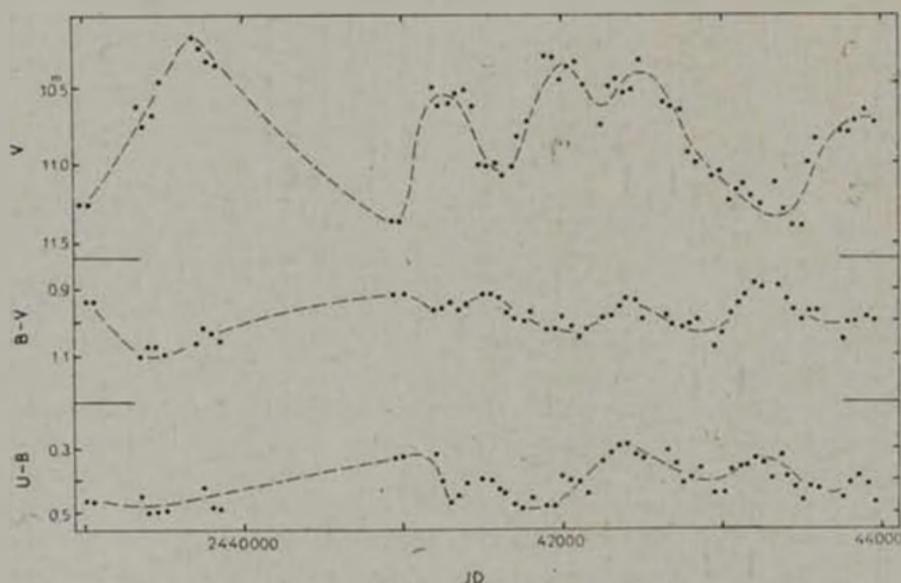


Рис. 4. Изменения медленной составляющей в излучении RY Тельца.

Для наблюдаемых значений V , $(B-V)$ при смещении $(B-V)$ относительно V на $+0^d - +30^d$ в среднем коэффициент корреляции отрицателен (обратная зависимость) и составляет около -0.4 с уровнем значимости $0.5-1\%$. После учета тренда коэффициент корреляции между этими двумя величинами в среднем стал равен 0 , с двумя максимумами для сдвигов $+11^d - 13^d$ и $+17^d - 19^d$, где достигал 0.7 и 0.6 соответственно. Однако, поскольку значение коэффициента корреляции в области первого максимума получено по 15 точкам, а во втором — по 25 точкам, мы не стали придавать полученным значениям r большого значения и искать в этом физический смысл.

Коэффициент корреляции между V и $(U-B)$ в среднем равен нулю, как для наблюдаемых значений этих величин, так и после исключения медленной составляющей.

Кроме того, были вычислены коэффициенты корреляции между яркостью звезды в фильтре V и показателями цвета для различных сезонов наблюдений с учетом медленной составляющей. Причем, в данном случае медленная составляющая была определена по среднесезонным значениям блеска и показателей цвета. В некоторые сезоны наблюдений коэффициент корреляции между $V-(B-V)$ и $V-(U-B)$ был довольно высок. Например, в 1966 г. $r(V, B-V)$ составил -0.90 и $r(V, U-B) = 0.75$; в сезон 1971—72 гг. соответствующие коэффициенты равнялись $+0.6$ и $+0.4$, а в 1977—78 гг. — $+0.6$ и $+0.5$. В другое время коэффициенты корреляции были значительно ниже, и практически можно считать, что корреляция отсутствовала.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Обратную зависимость с $r = -0.33$ между V и $(B-V)$ дает в основном медленная составляющая, после же ее учета коэффициент корреляции в среднем равен нулю для сдвигов $+0$ — $+30$ дней, не считая двух указанных максимумов. Коэффициент корреляции между V и $(U-B)$ в среднем равен нулю, как для наблюдаемых значений, так и после учета тренда. В отдельные сезоны наблюдений корреляция между блеском и показателями цвета довольно высока (в 3-х из 11 сезонов), но чаще корреляция отсутствует.

6. *Поиски периодичности в изменении блеска RY Тельца.* Фотоэлектрические наблюдения 1965—1980 гг. показали наличие медленных волнообразных изменений блеска RY Тельца за время 5—6 лет. С целью проверки, подтверждается ли существование медленных изменений блеска более ранними наблюдениями RY Тельца, были использованы фотографические наблюдения [3] с 1900 г. Работа по исследованию долгопериодических изменений RY Тельца была проведена совместно с Н. Е. Курочкиным [4] по его программе поиска периодичности [5] на ЭВМ БЭСМ-4М.

Анализ наблюдений показал, что период 5.84 года существует на всем интервале наблюдений с 1900 г. по 1980 г. и является самым надежным. Кроме того, были выявлены и другие, более длинные, периоды — 15.9 и 9.4 года.

7. *Сопоставление данных поляриметрии с изменениями блеска RY Тельца.* RY Тельца обладает значительной и переменной поляризацией [6—14]. Пылевые оболочки, с существованием которых связывается обычно наличие поляризации, наряду с другими факторами, вызывают переменность блеска этих звезд. Наблюдатели отмечают, что с уменьшением блеска растет процент поляризованного света. Поскольку наблюдаемая поляризация содержит компонент межзвездной поляризации, который для

RΥ Тельца, погруженной в туманность, весьма значителен, необходимо учесть межзвездную поляризацию и сопоставить изменения собственной поляризации RΥ Тельца с изменениями ее блеска. Для межзвездной поляризации в окрестности RΥ Тельца были приняты значения $P = 2.69\%$ и $\theta = 27^\circ$ по данным работы [13]. По опубликованным значениям наблюдаемой поляризации [6—14] была вычислена собственная поляризация RΥ Тельца, P^0_0 . На рис. 5а представлена зависимость P^0_0 от блеска V .

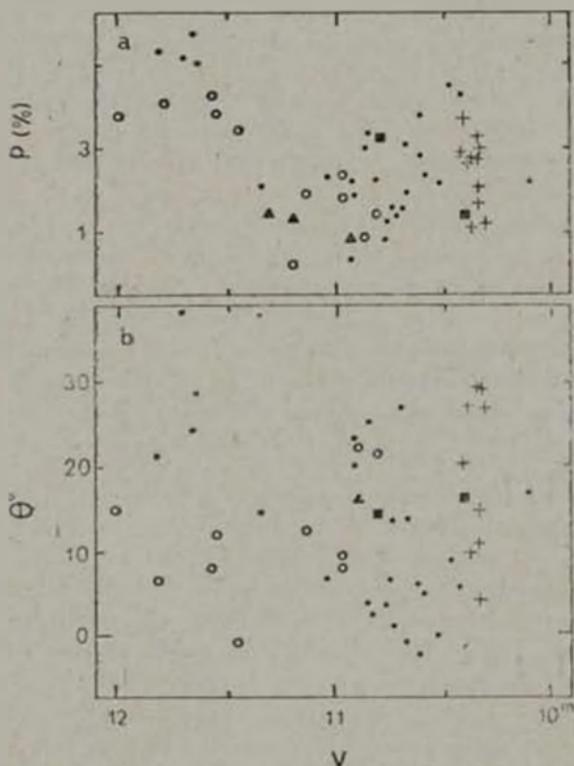


Рис. 5. а) Зависимость между поляризацией и блеском V для RΥ Тельца. ● — по данным [7], ■ — [9], ▲ — [11], ○ — [13], + — [14]. б) Зависимость позиционного угла плоскости поляризации от блеска V (обозначения те же, что и на рис. 5а).

P^0_0 взята преимущественно для синей полосы с $\lambda_{\text{ф.р.}} \approx 4000 \text{ \AA}$. В некоторых единичных случаях, когда данные поляризации для синей полосы отсутствуют, использованы значения P для фильтров B или U . Это вносит неоднородность в использованные данные, но принципиально не меняет вид графика, поскольку известно, что в некоторые моменты времени поляризация слабо зависит от длины волны.

Когда же зависимость $P \sim \lambda^{-1}$ существует, то P_B отличается от P_U примерно на 1%. Данные Ю. С. Ефимона [13] содержат P_B и P_U для одних и тех же дат наблюдений, что дало возможность привести их к синей полосе $(P_B + P_U)/2$ посредством перехода к безразмерным параметрам Стокса.

Прежде всего, из графика следует, что зависимость степени поляризации от блеска немонотонна. При ослаблении блеска звезды V от 10^m до 11^m в среднем наблюдается уменьшение, а при дальнейшем ослаблении блеска — значительное увеличение поляризации. Наибольшая поляризация наблюдается при минимальном и максимальном блеске звезды. В состоянии промежуточного блеска — около 11^m — поляризация наиболее низкая — порядка 1%. В минимумах блеска собственная поляризация РҮ Тельца достигает 6%. На кривой блеска есть два наиболее глубокие минимума 1971 и 1977 гг. (V слабее 11^m5), и в каждом из них имеются наблюдения поляризации. Хотя общие изменения показателей цвета РҮ Тельца невелики и нет единой зависимости в их изменении с блеском, можно заметить, что эти два минимума сопровождалось увеличением показателей цвета, то есть покраснением звезды. Ю. С. Ефимов [12] отмечает, что в период минимума 1977 г. наблюдался рост поляризации в коротковолновую область спектра по закону λ^{-1} (как для межзвездного поглощения). Кроме того, рассеяние света разных длин волн происходило практически в одной плоскости с почти постоянной ориентацией. По-видимому, из подобия минимумов 1971 и 1977 гг. по степени ослабления блеска и по показателям цвета (покраснение звезды) можно считать, что эти свойства поляризации можно распространить и на минимум 1971 г., тем более, что по данным В. А. Домбровского и др. [7] ориентация плоскости поляризации хотя и отличается от ориентации в период минимума 1977 г., но тоже довольно постоянна. Согласно [12] в состоянии повышенного блеска $P_{\%}$ не зависит от λ , что соответствует томсоновскому рассеянию. При повышении содержания пыли в оболочке возрастает роль рассеяния на пыли, и поляризация в коротковолновой области спектра увеличивается. По-видимому, минимумы продолжительностью порядка ста дней (как в 1971 и 1977 гг.) могут быть обусловлены поглощением. Возможно, в период этих минимумов влияние других факторов, вызывающих переменность блеска, было минимальным.

Обращают на себя внимание значительные изменения ориентации плоскости поляризации (рис. 5b). Разброс углов θ максимален при высоких значениях поляризации. Поскольку при больших значениях $P_{\%}$ угол ориентации плоскости поляризации определяется достаточно уверенно ($\pm \approx 1^\circ$), разброс в пределах 30° нельзя объяснить ошибками наблюдений. По-видимому, он имеет физический смысл и связан с геометрическими

особенностями рассеивающей среды. Значение θ и его разброс минимальны вблизи $V = 11^m$. Безусловно, здесь может сказаться селекция наблюдательного материала, но большой диапазон изменений θ можно считать надежно установленным.

8. *Выводы. Обсуждение.* Резюмируем основные результаты данной работы по исследованию RY Тельца.

1) В изменении блеска RY Тельца наблюдаются две составляющие: быстрая (дни) и медленная (годы). При быстрых колебаниях показатели цвета $B-V$ и $U-B$ меняются независимо от блеска, однако в отдельные интервалы времени наблюдается довольно сильная корреляция, как положительная, так и отрицательная. При медленных колебаниях в среднем наблюдается обратная зависимость: при увеличении блеска медленной составляющей показатели цвета увеличиваются («покраснение звезды»).

2) Сопоставление изменений собственной поляризации RY Тельца с блеском показало, что зависимость степени поляризации от блеска немонотонна. При минимальном и максимальном блеске собственная поляризация RY Тельца наибольшая и достигает 5–6%.

3) При общей амплитуде изменений блеска RY Тельца в лучах V от 10^{m1} до 11^{m7} выделяется значение $V = 11^{m0}$. Во-первых, наблюдается некоторое «избегание» звездой этого значения блеска. Это может быть следствием волнообразных медленных изменений блеска звезды. При этом 11^m (точнее 10^{m9}) является как раз средним значением блеска. Во-вторых, излом в ходе зависимости поляризации от блеска происходит также в области $V = 11^m$.

Наличие периодичности, в частности 6-летнего цикла, могло бы, само по себе, навести на мысль о возможной двойственности RY Тельца и в 6-летнем периоде как об орбитальном. Однако кривая блеска двойной звезды при таком длительном периоде и амплитуде $\sim 1^m$ должна носить алгоподобный характер, а этого не наблюдается.

Необходимо иметь в виду, что поскольку в разные сезоны наблюдений зависимость между блеском и показателями цвета различна, выводы о причинах переменности, основанные на ограниченных рядах наблюдений, могут быть ошибочны.

Наблюдаемые фотометрические проявления звезд типа Т Тельца (переменность блеска, аномальные и переменные показатели цвета) зависят от множества факторов. Газовые и пылевые оболочки, окружающие эти звезды, молекулярные облака и пыль, с которыми звезды типа Т Тельца теснейшим образом связаны, неравномерное поглощение и переизлучение в оболочках, взаимодействие звездных атмосфер с веществом оболочек и облаков — одновременным действием всех этих факторов обусловлен необычный и неоднозначный (в смысле зависимости показателей цвета от

блеска) характер переменности звезд типа Т Тельца. Причем, у отдельных звезд может преобладать тот или иной источник переменности, да и относительный вклад этих источников со временем может меняться.

Для того, чтобы установить, какие из источников переменности доминируют в излучении той или иной звезды, необходимо, с одной стороны, расширить спектральный диапазон наблюдений и, с другой стороны, по возможности, спектральные наблюдения сопровождать фотометрией.

Возможно, в случае RY Тельца мы наблюдаем переменность, обусловленную суммарным действием по крайней мере двух источников, меняющихся независимо друг от друга с разной амплитудой. Если допустить, что максимумы излучения этих источников расположены в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, то в видимой области, при независимом их изменении с разной амплитудой, можно ожидать наблюдаемую картину переменности.

В заключение автор выражает благодарность Ю. С. Ефимову за предоставление таблицы наблюдений поляризации до опубликования и В. М. Лютому за полезное обсуждение результатов.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга,
Крымская станция

PHOTOMETRIC PROPERTIES OF RY TAURI

G. V. ZAJTSEVA

The results are presented of photoelectric *UBV*-observations of RY Tauri carried out in 1965–80 at the Crimean Station of the State Sternberg Astronomical Institute. Two components of light variations are observed: fast (days) and slow (years). During fast variations the colour indices $U-B$ and $B-V$ change independently of brightness, however, in particular time intervals the rather strong correlation with the star brightness is observed, positive or negative. During the slow variations only the reverse average dependence is observed: the brightness increase is followed by the increase of colour indices (reddening of the star). The comparison is made of variations of the intrinsic polarization and the brightness of RY Tauri.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Зайцева, *Переменные звезды*, 18, 435, 1968.
2. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, А. М. Черепашук, *Астрофизика*, 10, 357, 1974.
3. В. П. Цесевич, Б. А. Драгомирская, «Звезды типа RW Возничего», Киев, 1973.
4. Г. В. Зайцева, Н. Е. Курочкин, *Астрон. цирк.*, № 1126, 1980.

5. Н. Е. Курочкин. Переменные звезды, 19, 117, 1973.
6. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 35, 3, 1964.
7. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 29, 45, 1973.
8. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, Труды АО ЛГУ, 30, 89, 1974.
9. M. Breger, Ap. J., 188, 53, 1974.
10. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 33, 1975.
11. P. Bastlen, J. D. Landstreet, Ap. J., 229, L 137, 1979.
12. Ю. С. Ефимов, В сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро». Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 107.
13. Ю. С. Ефимов, Переменные звезды, 21, 273, 1980.
14. О. Абуладае, Р. А. Варданян, В. М. Коваленко, Я. Кумсишвили, Н. Д. Меликян, А. В. Миронов, В. А. Ощепков, Дж. А. Степанян, А. Тотачава, А. М. Черепашук, Г. И. Шанин, И. В. Шпычка, А. Г. Щербаков, Переменные звезды, 20, 47, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 52.6+524.354

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

В. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 13 июля 1981

Предполагается, что поляризация излучения рентгеновских источников обусловлена рассеянием излучения на свободных электронах. Для теоретического определения степени поляризации рассматривается многократное рассеяние излучения в плоском слое при температуре, зависящей от оптической глубины. Решены линейные интегральные уравнения, определяющие интенсивности излучения, выходящего из слоя. Теоретические значения степени поляризации сравниваются с наблюдаемыми значениями для рентгеновских источников Лебедь X-1 и Скорпион X-1. В результате этого сравнения оценены некоторые параметры аккреционных дисков.

1. Введение. Для объяснения излучения компактных рентгеновских источников в работах [1—3] была предложена модель двойной системы, состоящей из нейтронной звезды и ее оптического спутника. Перетекание вещества от оптической звезды к нейтронной должно приводить к появлению аккреционного диска с очень высокой температурой — порядка десяти миллионов градусов. Эта горячая плазма и должна обеспечивать наблюдаемое рентгеновское излучение в интервале 1—10 кэВ. Такое объяснение подтверждается наблюдаемым орбитальным движением оптической звезды.

Как было указано Рисом [4], излучение аккреционного диска должно быть линейно поляризованным вследствие рассеяния на свободных электронах. При наблюдениях с помощью спутников [5—7] поляризация рентгеновских источников в некоторых случаях действительно была обнаружена и оказалась порядка нескольких процентов. Сравнение теоретических и наблюдаемых значений поляризации может дать важные сведения как с физических условиях в аккреционном диске, так и о его геометрических характеристиках.

Интерпретация поляризационных наблюдений рентгеновских источников производилась в ряде работ [5—8]. При этом использовались давние теоретические результаты [9], относящиеся к определению степени поляризации излучения, выходящего из полубесконечной чисто электронной атмосферы при источниках энергии, находящихся на бесконечно большой оптической глубине. Однако такие условия вряд ли осуществляются в аккреционных дисках.

В настоящей статье рассматривается процесс многократного рассеяния излучения свободными электронами в плоском слое конечной оптической толщины. При этом считается, что источники энергии расположены внутри слоя, причем их мощность возрастает по мере удаления от его границ. В результате определяется степень поляризации излучения, выходящего из слоя наружу.

В конце статьи результаты теоретических расчетов сравниваются с наблюдательными данными о поляризации излучения рентгеновских источников Лебедь X-1 и Скорпион X-1 и делаются некоторые выводы из такого сравнения.

2. *Физические соображения.* Будем считать, что аккреционный диск состоит в основном из водорода и обозначим через n концентрацию водородных атомов и через T температуру газа. Как известно (см., например, [10]), объемный коэффициент излучения частоты ν при условии почти полной ионизации водорода определяется формулой

$$\epsilon_\nu = 5.4 \cdot 10^{-20} \frac{gn^2}{T^{1/2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (1)$$

где g — множитель Гаунта (порядка единицы).

Вырабатываемое в диске излучение может испытывать истинное поглощение атомами водорода и рассеяние на свободных электронах. Для объемного коэффициента истинного поглощения имеем

$$\alpha_\nu = 3.7 \cdot 10^8 \frac{gn^2}{T^{1/2} \nu^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}), \quad (2)$$

а для объемного коэффициента рассеяния

$$\sigma = 6.65 \cdot 10^{-25} n. \quad (3)$$

Для дальнейшего важно оценить отношение α_ν/σ , которое на основании (2) и (3) равно

$$\frac{\alpha_\nu}{\sigma} = 5.5 \cdot 10^{32} \frac{gn}{T^{3/2} \nu^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (4)$$

Подставляя в формулу (4) значения температуры $T \approx 2 \cdot 10^7$ К и энергию фотона $h\nu \approx 3$ кэВ $\approx 5 \cdot 10^{-9}$ эрг, находим

$$\frac{\alpha_0}{\sigma} \approx 10^{-24} n. \quad (5)$$

Ясно, что концентрация атомов водорода в аккреционном диске гораздо меньше значения $n \approx 10^{21}$ см $^{-3}$ (обычно считается, что $n \approx 10^{16}$ см $^{-3}$). Поэтому отношение α/σ рентгеновской области спектра гораздо меньше 1 (скажем, $\alpha/\sigma \approx 10^{-8}$). Это значит, что при рассмотрении процесса многократного рассеяния излучения на свободных электронах можно пренебречь истинным поглощением.

Мы будем представлять аккреционный диск в виде плоского слоя, в котором концентрация атомов n зависит только от одной координаты — от расстояния z от границы слоя. Вследствие того, что $\sigma \gg \alpha_0$, оптическая глубина τ какого-либо места в слое и оптическая толщина τ_0 всего слоя будут равны

$$\tau = \int_{z_0}^z \sigma(z) dz, \quad \tau_0 = \int_0^{\tau_0} \sigma(z) dz, \quad (6)$$

где z_0 — геометрическая толщина слоя.

Температуру T мы будем также считать зависящей только от координаты z (или от оптической глубины τ). Поэтому и первичная функция источников, которая в данном случае (т. е. при $\sigma \gg \alpha_0$) равна $B_0 = \tau/z$, будет зависеть только от τ . Пользуясь формулами (1) и (3), для функции $B_0(\tau)$ получаем

$$B_0(\tau) = 8 \cdot 10^{-15} \frac{g\pi(\tau)}{T^{1/2}(\tau)} e^{-\frac{h\nu}{kT(\tau)}}. \quad (7)$$

Это выражение для $B_0(\tau)$ ниже войдет в уравнения, определяющие степень поляризации излучения, выходящего из рассматриваемого слоя.

3. Основные уравнения. Уравнения переноса поляризованного излучения при рассеянии на свободных электронах в плоском слое были получены уже давно (см. [9] и [11]). Тогда же были предложены методы для определения наиболее важных для практики величин — интенсивностей излучения, выходящего из слоя (а значит, и степени поляризации выходящего излучения). В книге [11] даны линейные интегральные уравнения для непосредственного определения этих интенсивностей. Такие уравнения без особого труда решаются при любых типах источников энергии, расположенных в слое.

В нашей недавней статье [12] упомянутые линейные интегральные уравнения были решены для случая равномерного распределения источников энергии, т. е. при $B_0 = \text{const}$. Теперь мы решим те же уравнения для случая, когда функция $B_0(\tau)$ дается формулой (7). При этом сделаем естественное предположение, что величины μ и T принимают одинаковые значения на одних и тех же расстояниях от границ слоя, т. е.

$$\mu(\tau) = \mu(\tau_0 - \tau), \quad T(\tau) = T(\tau_0 - \tau). \quad (8)$$

При таком предположении интенсивности излучения, выходящего через каждую из границ слоя под одним и тем же углом к нормали, между собой совпадают. Поэтому вместо четырех уравнений (4)–(7) статьи [12] мы имеем всего два уравнения для определения двух неизвестных функций $I(\eta)$ и $K(\eta)$. Напомним, что эти функции равны

$$I(\eta) = I_1(\eta) + I_r(\eta), \quad K(\eta) = I_r(\eta) - I_1(\eta), \quad (9)$$

где $I_1(\eta)$ и $I_r(\eta)$ — интенсивности излучения с колебаниями соответственно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к границе слоя, и перпендикулярно к этой плоскости. Величина $I(\eta)$ есть полная интенсивность излучения, выходящего из слоя под углом $\text{arcs} \cos \eta$ к нормали, а величина $\rho(\eta) = K(\eta)/I(\eta)$ — степень поляризации излучения.

Как следует из статьи [12], для нахождения функций $I(\eta)$ и $K(\eta)$ служат уравнения

$$I(\eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\eta I(\eta') - \eta' I(\eta)}{\eta - \eta'} d\eta' - \frac{1}{2} e^{-\frac{\eta}{\nu}} \int_0^1 \frac{\eta' I(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta' - \frac{1}{2} u(\eta) + I_0(\eta), \quad (10)$$

$$u(\eta) = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 P_2(\eta') \frac{\eta' I(\eta') - \eta' I(\eta)}{\eta - \eta'} d\eta' + \frac{9}{16} \int_{-1}^1 (1 - \eta'^2)^2 \frac{\eta u(\eta') - \eta' u(\eta)}{\eta - \eta'} d\eta' - \quad (11)$$

$$- \frac{1}{4} e^{-\frac{\eta}{\nu}} \int_0^1 \left[I(\eta') P_2(\eta') - \frac{3}{2} K(\eta') (1 - \eta'^2) \right] \frac{\eta' d\eta'}{\eta + \eta'}$$

где обозначено

$$K(\tau) = \frac{3}{2} u(\tau) (1 - \tau^2) \quad (12)$$

и $P_2(\tau)$ — второй полином Лежандра. При выполнении интегрирования в этих уравнениях надо иметь в виду, что $I(\tau) = 0$ и $u(\tau) = 0$ при $\tau < 0$.

Уравнения (10) и (11) написаны для случая чистого рассеяния (т. е. $\lambda = 1$), так как выше было показано, что в аккреционных дисках рентгеновских источников коэффициент электронного рассеяния в сильной степени преобладает над коэффициентом истинного поглощения. В данном случае к этим уравнениям надо добавить соотношение

$$\int_0^1 I(\tau) \tau d\tau = \int_0^1 B_0(\tau) d\tau, \quad (13)$$

вытекающее из формулы (18) статьи [12].

Свободный член уравнения (10) представляет собой интенсивность излучения, выходящего из слоя непосредственно от находящихся в нем источников энергии, т. е.

$$I_0(\tau) = \int_0^{\tau_0} B_0(\tau') e^{-\frac{\tau}{\tau'}} \frac{d\tau'}{\tau'} \quad (14)$$

где надо считать, что величина $B_0(\tau')$ дается формулой (7).

Таким образом, задача об определении степени поляризации излучения, выходящего из рассматриваемого слоя, состоит в решении уравнений (10) и (11) при дополнительном условии (13) и при задании величины $I_0(\tau)$, зависящей от распределения источников энергии в слое.

4. Численные результаты. Для решения уравнений (10) и (11) надо задать первичную функцию источников $B_0(\tau)$, т. е. величины μ и T в зависимости от оптической глубины τ . Сейчас у нас нет никаких данных об этих величинах, кроме общего соображения, что они, по-видимому, возрастают при приближении к середине слоя. Поэтому выражение для температуры T мы возьмем в виде

$$T = \frac{T_0}{1 - a + a \left(1 - 2 \frac{\tau}{\tau_0}\right)^2}, \quad (15)$$

где T_0 — температура на границе слоя и a — некоторый параметр. В середине слоя, т. е. при $\tau = \tau_0/2$, температура равна $T_1 = T_0/(1 - a)$.

Величину n для простоты будем считать пропорциональной \sqrt{T} . Тогда, согласно формулам (7) и (15), имеем

$$B_0(\tau) = C e^{-b(1-2\frac{\tau}{\tau_0})^2}, \quad (16)$$

где

$$b = a \frac{h\nu}{kT_0} \quad (17)$$

и C — некоторая постоянная.

Подстановка (16) в (14) дает

$$I_0(\gamma) = C \int_0^{\tau} e^{-b(1-2\frac{\tau}{\tau_0})^2 - \frac{\gamma}{\tau}} \frac{d\tau}{\tau}. \quad (18)$$

Это выражение для $I_0(\gamma)$ и используется нами при решении уравнений (10) и (11).

В табл. 1—4 приведены значения степени поляризации излучения $p(\gamma)$, найденные в результате решения этих уравнений. Таблицы составлены для четырех значений оптической толщины слоя ($\tau_0 = 3, 5, 7$ и 10), и в каждой из них содержатся значения $p(\gamma)$ (в процентах) при разных значениях γ и b .

Таблица 1

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\gamma)$ ПРИ $\tau_0 = 3$

$b \backslash \gamma$	0	0.5	1	2	4	8	16
0	-0.67	0.02	0.71	1.94	3.47	4.45	4.87
0.1	-4.11	-3.62	-3.13	-2.21	-0.94	0.03	0.48
0.2	-5.27	-4.94	-4.61	-3.98	-3.06	-2.23	-1.77
0.3	-5.71	-5.50	-5.28	-4.88	-4.26	-3.67	-3.30
0.4	-5.70	-5.57	-5.44	-5.19	-4.80	-4.41	-4.15
0.5	-5.37	-5.29	-5.21	-5.06	-4.82	-4.57	-4.40
0.6	-4.77	-4.72	-4.67	-4.58	-4.43	-4.27	-4.16
0.7	-3.92	-3.89	-3.87	-3.81	-3.73	-3.63	-3.56
0.8	-2.84	-2.83	-2.82	-2.79	-2.74	-2.69	-2.65
0.9	-1.54	-1.53	-1.53	-1.52	-1.50	-1.48	-1.46
1.0	0	0	0	0	0	0	0

При $b = 0$ мы имеем случай равномерного распределения источников энергии в слое, подробно рассмотренный нами ранее [12]. Из таблиц вид-

но, как меняется величина $p(\tau)$ с возрастанием параметра b , т. е. с изменением распределения источников.

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\tau)$ ПРИ $\tau_0 = 5$

$\tau \backslash b$	0	0.5	1	2	4	8	16
0	2.81	3.82	4.76	6.28	7.97	8.92	9.29
0.1	-0.77	0.06	0.83	2.12	3.66	4.62	5.00
0.2	-2.10	-1.44	-0.81	0.25	1.58	2.51	2.91
0.3	-2.73	-2.21	-1.72	-0.87	0.22	1.06	1.46
0.4	-2.96	-2.56	-2.18	-1.54	-0.68	0.02	0.39
0.5	-2.92	-2.62	-2.34	-1.86	-1.22	-0.67	-0.37
0.6	-2.66	-2.45	-2.25	-1.90	-1.45	-1.05	-0.82
0.7	-2.23	-2.08	-1.94	-1.71	-1.40	-1.13	-0.97
0.8	-1.63	-1.54	-1.46	-1.32	-1.13	-0.96	-0.87
0.9	-0.89	-0.85	-0.81	-0.74	-0.66	-0.58	-0.53
1.0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 3

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\tau)$ ПРИ $\tau_0 = 7$

$\tau \backslash b$	0	0.5	1	2	4	8	16
0	4.84	5.88	6.82	8.27	9.77	10.6	10.8
0.1	1.15	2.04	2.84	4.11	5.50	6.28	6.55
0.2	-0.30	0.44	1.12	2.21	3.46	4.22	4.50
0.3	-1.06	-0.45	0.11	1.02	2.10	2.82	3.11
0.4	-1.45	-0.95	-0.50	0.24	1.14	1.79	2.07
0.5	-1.58	-1.19	-0.84	-0.26	0.47	1.01	1.27
0.6	-1.52	-1.23	-0.96	-0.53	0.02	0.45	0.66
0.7	-1.31	-1.11	-0.92	-0.61	-0.23	0.08	0.25
0.8	-0.98	-0.85	-0.74	-0.54	-0.30	-0.10	0.01
0.9	-0.54	-0.48	-0.43	-0.33	-0.22	-0.12	-0.07
1.0	0	0	0	0	0	0	0

Важно отметить, что величина $p(\tau)$ принимает как отрицательные, так и положительные значения. Как следует из формул (9), при $p(\tau) < 0$ колебания совершаются преимущественно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слою, а при $p(\tau) > 0$ — преимущественно в перпендикулярной плоскости.

Таблица 4

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\gamma)$ ПРИ $\tau_0 = 10$							
$\gamma \backslash b$	0	0.5	1	2	4	8	16
0	6.60	7.65	8.39	9.62	10.8	11.4	11.5
0.1	2.79	3.63	4.36	5.45	6.56	7.09	7.23
0.2	1.22	1.94	2.56	3.52	4.53	5.04	5.19
0.3	0.32	0.93	1.46	2.28	3.17	3.67	3.82
0.4	-0.20	0.30	0.74	1.43	2.20	2.65	2.80
0.5	-0.49	-0.09	0.27	0.83	1.47	1.87	2.01
0.6	-0.60	-0.29	-0.02	0.41	0.92	1.25	1.39
0.7	-0.59	-0.37	-0.17	0.15	0.52	0.77	0.88
0.8	-0.48	-0.33	-0.20	0	0.24	0.41	0.49
0.9	-0.28	-0.21	-0.14	-0.05	0.07	0.16	0.20
1.0	0	0	0	0	0	0	0

5. Сравнение теории с наблюдениями. Табл. 1—4, дающие теоретические значения степени поляризации излучения, могут быть применены для интерпретации результатов поляризационных наблюдений рентгеновских источников. Эти результаты, полученные в 1975—78 гг. с помощью спутника OSO-8, содержатся в ряде работ [5—7].

В табл. 5 приведены результаты наблюдений, относящиеся к рентгеновским источникам Лебедь X-1 и Скорпион X-1. Для каждого из этих источников даны значения степени поляризации и позиционного угла для энергий 2.6 кэВ и 5.2 кэВ. Данные для Суг X-1, усредненные за три года, взяты из работы [7], а данные для Sco X-1, усредненные за два года, — из работы [6].

Таблица 5

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ			
Рентгеновский источник	Энергия в кэВ	Степень поляризации (%)	Позиционный угол (град.)
Лебедь X-1	2.6	2.44±1.07	162±13
	5.2	5.3 ±2.5	155±14
Скорпион X-1	2.6	0.39±0.20	28.6±10.1
	5.2	1.31±0.40	56.7± 5.9

Наблюдательные данные о рентгеновских источниках Лебедь X-2 и Лебедь X-3 мы использовать не будем, так как они нам кажутся менее надежными.

Из сравнения между собой табл. 1—4 и табл. 5 видно, что содержащиеся в них значения степени поляризации — одного порядка. Уже одно

это обстоятельство можно считать доводом в пользу предположения о том, что поляризация излучения рентгеновских источников возникает в аккреционных дисках вследствие рассеяния на свободных электронах. При более же внимательном сравнении теоретических и наблюдаемых значений степени поляризации можно попытаться определить основные характеристики аккреционного диска: 1) угол наклона диска i по отношению к наблюдателю (в наших обозначениях $\cos i = \tau$), 2) оптическую толщину диска τ_0 , 3) величину параметра b , определенного формулой (17) и характеризующего температуру в диске.

Для нахождения перечисленных величины очень важен тот факт, что наблюдения каждого из рентгеновских источников производились для двух энергий фотонов ($h\nu_1 = 2.6$ кэВ и $h\nu_2 = 5.2$ кэВ). Благодаря этому на указанные величины накладываются следующие существенные ограничения: 1) для обеих энергий углы i очевидно, одинаковы; 2) для обеих энергий оптические толщины слоя τ_0 также одинаковы (ибо они определяются электронным рассеянием, которое не зависит от частоты); 3) значения параметра b для этих энергий (мы их обозначим соответственно через b_1 и b_2), согласно формуле (17), отличаются друг от друга в два раза, т. е. $b_2 = 2b_1$.

Надо также иметь в виду, что при поляризации, обусловленной электронным рассеянием, плоскости преимущественных колебаний (а следовательно, и наблюдаемые позиционные углы) для разных частот должны или совпадать друг с другом или отличаться на 90° . Как видно из табл. 5, для источника Лебедь X-1 эти плоскости в пределах ошибок совпадают, а для источника Скорпион X-1 — несколько различаются. Однако, учитывая малую точность наблюдений, мы будем считать эти плоскости совпадающими и для источника Скорпион X-1. Отсюда, в частности, следует, что как для одного источника, так и для другого значения степени поляризации $p(\tau)$ при обеих энергиях должны иметь одинаковый знак.

Из табл. 5 видно, что для рассматриваемых рентгеновских источников численное значение величины $p(\tau)$ растет вместе с частотой излучения ν , или с параметром b . Такой ход изменения этой величины, как следует из табл. 1—4, осуществляется только тогда, когда она положительна.

Принимая во внимание сказанное, мы сейчас сравним теорию с наблюдениями для каждого рентгеновского источника в отдельности.

В случае источника Лебедь X-1 наблюдения при частотах ν_1 и ν_2 дают значения степени поляризации $p_1 = 2.44$ и $p_2 = 5.3$. Обращаясь к табл. 1—4, мы видим, что при небольших значениях τ соответствующим подбором параметра b (задавая его равным b_1 и $b_1 = 2b_1$) можно получить значения p_1 и p_2 , близкие к наблюдаемым. Например, при $\tau_0 = 7$ и $\tau_1 = 0.15$, полагая $b_1 = 2$ и $b_2 = 4$, имеем $p_1 = 3.0$ и $p_2 = 4.4$.

Хотя эти значения степени поляризации и отличаются от наблюдаемых значений, но они находятся в пределах, допускаемых ошибками наблюдений.

Если принять указанные значения параметров аккреционного диска, то можно сделать следующие выводы.

1) Угол наклона диска равен $i = 81^\circ$. Представляет интерес сравнение этого значения угла i со значением угла наклона орбиты, получающимся из анализа наблюдений в оптической области спектра. Однако результаты работ, в которых выполнялся такой анализ (см., например, [13—15]), пока противоречивы.

2) При оптической толщине диска $\tau_0 = 7$ имеем $n z_0 \approx 10^{21}$, где n — средняя концентрация атомов водорода и z_0 — геометрическая толщина диска. Полагая $z_0 = 10^9$ см, находим $n \approx 10^{12}$ см $^{-3}$.

3) При $b_1 = 2$ формула (17) дает $T_0/a = 1.5 \cdot 10^7$. Так как температура в средней плоскости диска равна $T_1 = T_0/(1 - a)$, то $T_1 = 1.5 \cdot 10^7 a/(1 - a)$. Например, полагая $a = 0.8$, получаем $T_0 = 1.2 \cdot 10^7$ и $T_1 = 6 \cdot 10^7$.

В случае источника Скорпион X-1 для частот ν_1 и ν_2 значения степени поляризации, согласно наблюдениям, равны $p_1 = 0.39$ и $p_2 = 1.31$. Как видно из табл. 1—4, такие значения p_1 и p_2 можно получить при разных комбинациях параметров диска. В качестве примеров укажем следующие. 1) $\tau_0 = 5$, $\eta_1 = 0.28$, $b_1 = 4$, $b_2 = 8$; 2) $\tau_0 = 7$, $\eta_1 = 0.38$, $b_1 = 2$, $b_2 = 4$. В данном случае угол наклона диска i может иметь гораздо меньшие значения, чем и случае Лебедя X-1.

Следует подчеркнуть, что наша интерпретация результатов поляризметрических наблюдений рентгеновских источников существенно основана на допущении об изменении температуры в аккреционном диске. Если бы температура считалась постоянной, то теоретические значения степени поляризации не зависели бы от частоты излучения. На самом деле, согласно наблюдениям, такая зависимость существует и притом довольно сильная.

Разумеется, закон изменения температуры с оптической глубиной, даваемый формулой (15), принят нами лишь в качестве первого приближения. Вероятно, при более подходящем выборе этого закона можно добиться лучшего согласия между теорией и наблюдениями. Однако вряд ли имеет смысл производить подобные вычисления до расширения и уточнения наблюдательных данных.

В заключение заметим, что полученные нами значения температуры соответствуют модели «холодного» аккреционного диска. Однако в случае источника Лебедь X-1 наблюдениями обнаружено не только мягкое, но и жесткое рентгеновское излучение. Для объяснения всего рентгеновского

спектра были предложены более сложные модели диска [16—19]. Вопрос о поляризации излучения для таких моделей требует особого рассмотрения.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POLARIZATION OF X-RAY SOURCES

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

It is supposed that the polarization of X-ray sources is due to electron scattering. For the theoretical determination of the degree of polarization multiple scattering in a plane slab is considered when temperature varies with the optical depth. The linear integral equations for the emergent intensities are solved. The theoretical polarization is compared with the observational data for X-ray sources Cyg X-1 and Sco X-1. Parameters of accretion disks in these systems are evaluated.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Pringle, M. J. Rees, *Astron. Astrophys.*, 21, 1, 1972.
2. N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.
3. I. D. Novikov, K. S. Thorne, *Black Holes*, New York, 1973.
4. M. J. Rees, *M. N. R. A. S.*, 171, 457, 1975.
5. M. C. Welaskopf, E. H. Silver, N. L. Kestenbaum, K. S. Long, R. Novick, R. S. Wolff, *Ap. J.*, 215, L65, 1977.
6. K. S. Long, G. A. Chanan, W. H.-M. Ku, R. Novick, *Ap. J., Lett.* 232, L107, 1979.
7. K. S. Long, G. A. Chanan, R. Novick, *Ap. J.*, 238, 710, 1980.
8. A. P. Lightman, S. L. Shapiro, *Ap. J.*, 198, L73, 1975.
9. S. Chandrasekhar, *Radiat. Transfer*, 1950 (русск. перевод: С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
10. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики. Наука, М., 1975, стр. 314.
11. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
12. В. М. Лоскутов, В. В. Соболев, *Астрофизика*, 17, 535, 1981.
13. Н. Г. Бочкарев, Е. А. Карицкая, Р. А. Сюняев, Н. Н. Шакура, *Письма АЖ*, 5, 185, 1979.
14. J. C. Kemp, *Astron. Astrophys.*, 91, 108, 1980.
15. Н. И. Баллол, А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, *Астрон. ж.*, 58, 67, 1981.
16. S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, *Ap. J.* 204, 187, 1976.
17. G. S. Blinnikov-Kogan, S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.*, 59, 111, 1977.
18. A. A. Galeev, R. Rosner, G. S. Vaiana, *Ap. J.*, 229, 318, 1979.
19. R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, *Astron. Astrophys.*, 86, 121, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354 + 530.12

О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ПУЛЬСАРОМ PSR 1913+16

Ю. В. БАРЫШЕВ

Поступила 21 апреля 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что согласно релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени мощность гравитационного излучения от двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 превышает предсказываемое общей теорией относительности значение на 3,5%. Эта малая добавка обусловлена вкладом скалярного гравитационного излучения. Отмечается, что в случае сферически-симметричных пульсаций тел скалярное гравитационное излучение становится определяющим.

1. *Введение.* В работе [1] для двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 получены независимые значения масс компонент $m_1 = 1.39 \pm 0.15 M_{\odot}$ и $m_2 = 1.44 \pm 0.15 M_{\odot}$, близких к массам нейтронных звезд. В этой же работе приводятся данные о вековом уменьшении орбитального периода системы, что интерпретируется как потеря орбитальной энергии на излучение гравитационных волн. Величина этой потери хорошо согласуется со значением, предсказываемым общей теорией относительности (ОТО). Потеря энергии на гравитационное излучение, предсказываемая теорией Йордана—Бранса—Дикке, оказывается больше наблюдаемой, откуда авторы делают вывод об убедительном подтверждении ОТО как теории гравитации.

В настоящей работе приводятся формулы для средней потери энергии (излучаемой в виде гравитационных волн системой двух тел), полученные в рамках релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени. В отличие от ОТО, здесь возникает дополнительное скалярное излучение, мощность которого в случае PSR 1913+16 составляет 3,5% от мощности обычного квадрупольного излучения. Однако в случае сферически-симметричного коллапса, когда квадрупольное из-

лучение равно нулю, скалярное гравитационное излучение становится определяющим и приводит к большим потерям энергии.

2. Гравитационное излучение согласно полевой теории гравитации. Исходные принципы и основные уравнения релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени достаточно подробно описаны в работах [2, 3]. В линейном приближении в калибровке Гильберта—Лоренца уравнения гравитационного поля имеют вид

$$\square \Phi^{ik} = -\frac{8\pi G}{c^2} \left(T^{ik} - \frac{1}{2} \gamma^{ik} T \right), \quad (1)$$

где Φ^{ik} — тензорный потенциал гравитационного поля, T^{ik} — тензор энергии—импульса (ТЭИ) источников гравитационного поля, $T = \gamma^{ik} T_{ik}$ — след ТЭИ источников (скаляр). При изменениях по времени ТЭИ источников в общем случае будет генерироваться тензорное поле Φ^{ik} с отличным от нуля следом $\Phi = \gamma^{ik} \Phi_{ik}$, то есть будут излучаться как тензорные (спин 2), так и скалярные (спин 0) волны. В ОТО скалярное излучение отсутствует, так как след метрического тензора g^{ik} (играющего здесь роль потенциалов поля) равен константе $g^{ik} g_{ik} \equiv 4$.

Решение (1) в запаздывающих потенциалах имеет вид

$$\Phi^{ik}(\vec{r}, t) = \frac{2G}{c^2} \int \frac{T^{ik}(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}',$$

где $T^{ik} = T^{ik} - \frac{1}{2} \gamma^{ik} T$. В волновой зоне ($r \gg r'$) при медленных движениях в источнике ($v \ll c$) обычным образом [4] легко получить (с помощью выражения для потока энергии в гравитационной волне) среднюю по времени мощность излучения чисто тензорных волн P_2 и скалярных волн P_0 [3]

$$P_2 = \frac{G}{45 c^3} \langle \dot{D}_{ij}^2 \rangle \text{ эрг/с}, \quad (2)$$

$$P_0 = \frac{2G}{c^2} \langle E_1^2 \rangle \text{ эрг/с}, \quad (3)$$

где $D_{ij} = \int \rho (3x^i x^j - r^2 \delta_{ij}) dV'$ — приведенный квадрупольный момент системы, точка означает дифференцирование по времени, E_1 — кине-

тическая энергия системы. Выражение (2) совпадает с соответствующим выражением в ОТО, а выражение (3) описывает дополнительную потерю энергии.

Рассмотрим систему, состоящую из двух масс, m_1 и m_2 , движущихся по эллиптическим орбитам вокруг их общего центра инерции. Кинетическая энергия системы будет

$$\frac{\mu v^2}{2} = \frac{Gm_1 m_2}{2a} \frac{1 + 2e \cos \varphi + e^2}{1 - e^2} \quad (4)$$

где $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, v — относительная скорость масс, a — большая полуось относительной орбиты, e — эксцентриситет. Подставляя (4) в (3) и проводя усреднение по периоду обращения, получим

$$P_0 = \frac{G^3 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{c^3 a^3} \frac{e^2 \left(1 + \frac{1}{4} e^2\right)}{(1 - e^2)^{7/2}} \quad (5)$$

Для квадрупольного излучения в соответствии с (2) имеем [5]

$$P_1 = \frac{32}{5} \frac{G^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{c^3 a^3} \frac{1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4}{(1 - e^2)^{13/2}} \quad (6)$$

Таким образом полная потеря орбитальной энергии в единицу времени будет

$$\langle \dot{E} \rangle = - \frac{32}{5} \frac{G^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{c^3 a^3} \frac{1 + \frac{307}{96} e^2 + \frac{163}{384} e^4}{(1 - e^2)^{13/2}} \quad (7)$$

Если представить среднюю скорость потери энергии системой как работу действующих на частицы «сил трения» \vec{f}

$$\langle \dot{E} \rangle = \sum \langle \dot{f} \cdot \vec{v} \rangle$$

(индекс, нумерующий частицы, не выписываем), то средняя скорость потери момента импульса вычисляется как

$$\langle \dot{L}_a \rangle = \sum \langle \vec{r} \cdot \vec{f}_a \rangle$$

Для скалярных волн будем иметь

$$\langle \dot{E} \rangle_0 = - \frac{2G}{c^3} \sum \langle |m^2 (\vec{v} \cdot \vec{v}) \vec{v}| \cdot \vec{v} \rangle,$$

$$\langle L, \lambda_0 \rangle = 0,$$

то есть скалярные волны не изменяют момента двойной системы. Для квадрупольного излучения, как и в ОТО, имеем [5]

$$\langle \dot{L} \rangle = -\frac{32}{5} \frac{G^{5/2} m_1 m_2 (m_1 + m_2)^{1/2}}{c^3 a^{5/2}} \frac{1 + \frac{7}{8} e^2}{(1 - e^2)^2}. \quad (8)$$

Используя значения большой полуоси a , эксцентриситета e и периода T , выраженные через полную энергию орбитального движения E и момент импульса L , получим, что в результате излучения гравитационных волн эти параметры орбиты изменяются следующим образом:

$$\langle \dot{a} \rangle = -\frac{a}{E} \langle \dot{E} \rangle,$$

$$\langle \dot{e} \rangle = -\frac{(1 - e^2)}{e} \left(\frac{1}{L} \langle \dot{L} \rangle + \frac{1}{2E} \langle \dot{E} \rangle \right),$$

$$\langle \dot{T} \rangle = -\frac{3}{2} \frac{T}{E} \langle \dot{E} \rangle.$$

Подставляя в эти соотношения (7) и (8), получим

$$\langle \dot{a} \rangle = -\frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^3 a^3} \frac{\left(1 + \frac{307}{96} e^2 + \frac{163}{384} e^4 \right)}{(1 - e^2)^{7/2}}, \quad (9)$$

$$\langle \dot{e} \rangle = -\frac{319}{15} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^3 a^3} \frac{e \left(1 + \frac{499}{1276} e^2 \right)}{(1 - e^2)^{5/2}}, \quad (10)$$

$$\langle \dot{T} \rangle = -\frac{96}{5} \frac{2\pi G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)^{1/2}}{c^3 a^{5/2}} \frac{\left(1 + \frac{307}{96} e^2 + \frac{163}{384} e^4 \right)}{(1 - e^2)^{7/2}}. \quad (11)$$

Отметим, что для круговой орбиты скалярное излучение равно нулю и энергия системы уменьшается только за счет квадрупольного излучения. С другой стороны, для пульсирующей сферически-симметричной конфигурации квадрупольное излучение отсутствует, а скалярное уносит энергию в соответствии с (3). Отсюда, в частности, следует, что в полевой теории гравитации невозможен «тихий» релятивистский коллапс пылевидной сферы (решение Толмена). Полное решение задачи о релятивистском коллапсе в рамках полевого подхода чрезвычайно сложная проблема, так как

необходим точный учет нелинейности гравитационного поля и квантовых эффектов в сверхсильных гравитационных полях.

3. Сравнение с наблюдениями. Входящий в двойную систему пульсар PSR 1913+16 является уникальным объектом для проверки предсказаний различных теорий гравитации, так как его компаньон, по-видимому, достаточно компактен — гелиевая звезда, быстро вращающийся белый карлик или нейтронная звезда [6]. Согласно [1] двойная система с пульсаром PSR 1913+16 характеризуется следующими параметрами: $m_1 = 1.39 M_\odot$, $m_2 = 1.44 M_\odot$, $e = 0.617$, $a = 1.95 \cdot 10^{11}$ см, $T = 27907$ с, движение пернастра $\omega = 4.22$ град/год, вековое уменьшение орбитального периода $\dot{T} = -3.2 \cdot 10^{-12}$ с/с.

Наибольший интерес представляет возможность объяснения наблюдаемого уменьшения орбитального периода излучением гравитационных волн. Орбитальная энергия системы $E = -Gm_1m_2/2a = -1.4 \cdot 10^{49}$ эрг, а полная потеря энергии на излучение квадрупольных и скалярных волн в соответствии с (7) будет

$$E \approx -2.0 \cdot 10^{22} \left(\frac{m_1}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{m_2}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{m_1 + m_2}{2M_\odot}\right) \left(\frac{a}{R_\odot}\right)^{-5} f(e) \text{ эрг/с}$$

или для принятых параметров двойной системы $E \approx -7.9 \cdot 10^{21}$ эрг/с. При этом, как видно из (5) и (6), энергия скалярного излучения составляет всего 3.5% от энергии квадрупольного излучения. Подставляя в (11) соответствующие величины, получим вековое уменьшение орбитального периода $\dot{T} \approx -2.4 \cdot 10^{-11}$ с/с, что находится в близком согласии с наблюдаемой величиной.

Отметим, что движение пернастра орбиты в полевой теории гравитации описывается формулой [3]

$$\dot{\omega} = \frac{35\pi}{6} \frac{G(m_1 + m_2)}{c^2 T a (1 - e^2)} \approx 2.08 \left(\frac{m_1 + m_2}{M_\odot}\right)^{2/3} \text{ град/год}$$

(вместо $2.11 ((m_1 + m_2)/M_\odot)^{2/3}$ в ОТО). Используя это соотношение совместно с (11), а также наблюдаемые значения $a_1 \sin i = 7 \cdot 10^{10}$ см и $(m_2 \sin i)^3 / (m_1 + m_2)^2 = 0.13 M_\odot$, получим, что двойная система, имеющая максимально возможное гравитационное излучение, характеризуется следующими параметрами: $m_1 = m_2 = 1.48 M_\odot$, $\sin i = 0.705$, $a = 1.98 \cdot 10^{11}$ см, при этом $\dot{T} \approx -2.6 \cdot 10^{-12}$ с/с и параметр, описывающий эффекты доплеровского смещения второго порядка и гравитационного красного смещения, равен $\dot{T} \approx 4.6 \cdot 10^{-1}$ с.

Для сравнения приведем формулу, описывающую вековое уменьшение орбитального периода в геометрической скалярно-тензорной теории Форда-

на—Бранса—Дикке, разрешающей как квадрупольное, так и дипольное излучение [7]:

$$\frac{1}{T} \dot{T}_{\text{dip}} = - \frac{(S_1 - S_2)^2}{1.1 \cdot 10^{12} \text{ с}} \left(\frac{16}{2\omega + 4} \right) \left(\frac{\mu}{M} \right) \left(\frac{T}{1^h} \right)^2 \frac{1 + (1/2)e^2}{(1 - e^2)^{5/2}},$$

где $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, S_1 и S_2 — параметры чувствительности к изменению G для первой и второй звезд, ω — безразмерный параметр теории (обычно $\omega \geq 6$), T и e — период и эксцентриситет орбиты. Из последней формулы видна сильная зависимость эффекта от разности $\Delta S = S_1 - S_2$. Используя данные [7] о чувствительности нейтронных звезд, получим, что при $\Delta S = 0.094$ и $\omega = 6$, $T \approx 11 \cdot 10^{12}$ с/с, что превышает наблюдаемую величину в 3.4 раза. Однако для других моделей нейтронных звезд величина ΔS может оказаться значительно меньшей, тогда T будет ближе к наблюдаемой величине.

4. Основные выводы. 1) Релятивистская тензорная теория гравитационного поля в плоском пространстве—времени предсказывает величину гравитационного излучения двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 на 3.5% больше, чем общая теория относительности. При этом, в отличие от геометризованных теорий гравитации, допускающих неоднозначности в толковании энергии гравитационного поля [8], в полевой теории гравитации энергия поля является вполне определенной величиной, аналогичной энергии других физических полей.

2) Наблюдаемое вековое уменьшение орбитального периода двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 в пределах ошибок согласуется с предсказанием потери орбитальной энергии на излучение гравитационных волн как в общей теории относительности, так и в полевой теории гравитации. В теории Йордана—Бранса—Дикке можно согласовать предсказание с наблюдениями, если система состоит из нейтронных звезд с соответствующими «чувствительностями».

3) Скалярное гравитационное излучение, составляющее в случае двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 малую величину по сравнению с квадрупольным излучением, становится определяющим в случае сферически-симметричных пульсаций тел.

Автор выражает благодарность В. В. Соколову и участникам астрофизического семинара Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе АН СССР за полезное обсуждение данной работы.

ON THE GRAVITATIONAL RADIATION OF THE BINARY SYSTEM WITH PULSAR PSR 1913 + 16

Yu. V. BARYSHEV

It is shown that according to relativistic tensor theory of gravitational field in flat space-time the gravitational radiation power from the binary pulsar PSR 1913+16 exceeds the general relativistic prediction by 3.5%. This small excess is due to scalar gravitational radiation. It is noticed that in the case of spherical pulsations the scalar radiation dominates.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. H. Taylor, L. A. Fowler, P. M. McCulloch, Nature, 277, 437, 1979.*
2. *W. E. Thirring, Ann. Phys., 16, 96, 1961.*
3. *Ю. В. Барышев, В. В. Соколов, Труды АО ЛГУ, 38, 1982.*
4. *Л. Д. Лендау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., 1973.*
5. *P. C. Peters, J. Mathews, Phys. Rev., 131, 435, 1963.*
6. *L. L. Smarr, R. Blandford, Ap. J., 207, 574, 1976.*
7. *D. M. Erdley, Ap. J. Lett., 196, L59, 1975.*
8. *А. А. Логунов, В. Н. Фолыомешкин, Теор. и матем. физика, 32, 167, 1977.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК. 1

УДК 523.841

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ

Е. А. ПАМЯТНЫХ

Поступила 8 октября 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что обусловленные квантованием в магнитном поле осцилляции магнитной восприимчивости релятивистского электронного газа могут приводить к неустойчивостям намагнитченности электронной компоненты нейтронных звезд. При изменении магнитного поля или при остывании звезды такие неустойчивости должны проявляться в скачкообразных изменениях периода пульсаров.

1. *Введение.* Для объяснения скачкообразного изменения периода (сбоев) у некоторых пульсаров в настоящее время довольно подробно разработаны две гипотезы. Согласно одной из них скачкообразное изменение периода вращения связано с ломкой твердой коры или ядра нейтронной звезды под действием возникающих при замедлении вращения напряжений («звездотрясения») [1]. Вторая гипотеза связывает сбои в периоде пульсаров с распадом квантовых вихрей в сверхтекучей нейтронной жидкости звезды [2]. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на существование еще одного механизма, способного приводить к скачкообразному изменению периода пульсаров.

Природа этого механизма связана с наличием в нейтронных звездах вырожденного электронного газа. Хорошо известно, что в достаточно сильном магнитном поле такой газ обнаруживает осцилляции термодинамических характеристик при изменении поля [3]. Наиболее изученными из подобных осцилляций являются квантовые осцилляции магнитной восприимчивости χ — эффект де Гааза — ван Альфена. В определенных условиях амплитуда осцилляций восприимчивости может быть настолько велика, что в пиках осцилляций возможно нарушение термодинамического условия устойчивости $1 - 4\pi\chi > 0$ — электронная система при этом неустойчива относительно скачков намагнитченности [4]. Такие неустойчивости на-

магнитности электронного газа приводят к аномалиям его упругих свойств [5, 6]. Отмеченные эффекты подробно изучены для электронного газа металлов. Однако для их существования важным является лишь наличие вырожденного электронного газа и квантующий характер магнитного поля. Оценки показывают, что магнитные поля в пульсарах являются квантующими для электронов [7, 8], и, следовательно, указанные эффекты должны иметь место и в электронной компоненте нейтронных звезд, где, однако, в отличие от металлов, электроны являются релятивистскими. Ниже мы выясним условия возникновения неустойчивостей намагниченности в релятивистском электронном газе и обсудим их наблюдаемые проявления в пульсарах.

2. Магнитные свойства релятивистского вырожденного электронного газа рассматривались в работах [9—11], где основное внимание было сосредоточено на изучении намагниченности и не анализировалась ее устойчивость. Интересуясь условиями устойчивости намагниченности, рассмотрим дифференциальную магнитную восприимчивость релятивистского электронного газа χ , определяемую как полная производная намагниченности M по магнитной индукции B :

$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial B} \right)_\zeta + \left(\frac{\partial M}{\partial \zeta} \right)_B \frac{d\zeta}{dB}. \quad (1)$$

Для простоты мы пренебрегли здесь изменением температуры электронного газа при изменении магнитного поля. Химический потенциал электронов ζ (и его зависимость от магнитного поля) определяется условием постоянства полного числа электронов $n = NV = \text{const}$, дифференцируем которое по магнитной индукции, находим

$$\frac{d\zeta}{dB} = - \left(\frac{\partial N}{\partial B} \right)_\zeta / \left(\frac{\partial N}{\partial \zeta} \right)_B. \quad (2)$$

Величины $M(B, \zeta)$ и $N(B, \zeta)$, через производные от которых выражается, таким образом, магнитная восприимчивость, могут быть найдены обычным образом через термодинамический потенциал электронной системы:

$$\Omega = - T \sum \ln \left(1 + \exp \left[\frac{\zeta - \epsilon_\nu}{T} \right] \right), \quad (3)$$

$$M = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial B} \right)_\zeta, \quad N = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \zeta} \right)_B,$$

где T — температура в энергетических единицах, ϵ_ν — уровни энергии электронов, ν — квантовые числа, характеризующие состояния электронов.

Поскольку спектр энергии для релятивистского электрона в магнитном поле (см., например, [12])

$$\epsilon_n = \epsilon_{rel,n} = \sqrt{mc^2 + 2mc^2\hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) + mc^2\hbar^2\omega_0^2 + c^2 p_{\perp}^2} \quad (4)$$

($\omega = |e|B/mc$ — циклотронная частота, ω_0 — частота спинового расщепления энергетических уровней в магнитном поле) зависит от тех же квантовых чисел, что и у нерелятивистского электрона, то при вычислении термодинамического потенциала Ω можно воспользоваться развитой в теории металлов методикой рассмотрения квантовых осцилляционных эффектов для электронного газа с произвольным законом дисперсии [13]. Считая число занятых дискретных уровней энергии большим, для магнитной восприимчивости получаем выражение

$$\chi = g \left(\frac{c^2 p_0^2}{2\zeta B} \right)^2 \frac{\zeta(B)}{1 + \zeta(B)}, \quad (5)$$

где $g = (p_0/\pi^2\hbar^2) (\zeta/c^2)$ и $p_0 = \sqrt{\zeta^2 - m^2c^4}/c$ — плотность состояний на поверхности Ферми и фермиевский импульс для релятивистского электронного газа в отсутствие магнитного поля, а функция $\zeta(B)$ является осциллирующей функцией магнитного поля

$$\zeta(B) = \frac{1}{\gamma} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-1)^N}{1-N} \psi(bN) \cos\left(\pi N \gamma^2 - \frac{\pi}{4}\right) \cos = N \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (6)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\zeta^2 - m^2c^4}{mc^2\hbar\omega}}, \quad \psi(x) = \frac{x}{\text{sh } x}, \quad b = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega} \frac{\zeta}{mc^2}.$$

В относительно слабых магнитных полях ($b \sim 1$) функция $\zeta(B)$ имеет гармоническую зависимость от B^{-1} , а амплитуда осцилляций невелика. В более сильных полях ($b \ll 1$) форма осцилляций усложняется и возрастает их амплитуда. При этом в максимумы $\zeta(B)$ достигает значений порядка $1/\gamma \sqrt{b}$. Аналогичным образом меняется характер осцилляций $\zeta(B)$ при фиксированном поле с понижением температуры.

Выражение (5) описывает квантовые осцилляции дифференциальной магнитной восприимчивости релятивистского электронного газа в магнитном поле. При этом знаменатель в формуле (5) обусловлен зависимостью химического потенциала от магнитного поля. В предельном случае $\zeta \equiv \zeta - mc^2 \ll mc^2$ выражение (5) переходит в выражение для дифференциальной восприимчивости нерелятивистского электронного газа с химическим потенциалом ζ [14].

3. Расчеты внутреннего строения нейтронных звезд показывают, что для типичных звезд с массой порядка массы Солнца и выше плотность слабо меняется во внутренних областях и резко спадает в поверхностном слое [1]. Тогда в предположении о сохранении магнитного потока получаем, что магнитная индукция также практически постоянна во внутренних областях нейтронной звезды и может достигать значений порядка 10^{17} Гс [15, 8]. Высокая теплопроводность вырожденного газа приводит к выравниванию температуры во внутренних областях звезды [16]; при этом для величины этой температуры расчеты дают значение порядка 10^8 К. Тогда для оценки роли неустойчивостей намагниченности в нейтронных звездах можно пренебречь неоднородностью плотности, температуры и магнитного поля.

С помощью выражения (5) нетрудно убедиться, что для электронного газа внутренних областей типичных нейтронных звезд ($T \sim 10^8$ К, $\zeta \sim 100$ МаВ) магнитная восприимчивость в максимуме осцилляций достигает значений, превышающих $1/4\pi$, если $B < 10^{17}$ Гс. Следовательно, в релятивистском электронном газе пульсаров по мере затухания магнитного поля или при остывании звезды возможно возникновение неустойчивостей намагниченности.

Подобные неустойчивости должны проявляться в особенностях различных характеристик электронного газа при изменении магнитного поля H . В частности, для давления имеем

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dH} &= \frac{dp}{dB} \frac{1}{1 - 4\pi\chi} = \frac{M - N \left(\frac{\partial N}{\partial B} \right) / \left(\frac{\partial N}{\partial \zeta} \right) \chi}{1 - 4\pi\chi} \approx \\ &\approx N \frac{p_e^2 c^2}{2\zeta B} \frac{\zeta(B)}{(1 + \zeta(B))(1 - 4\pi\chi)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Магнитные неустойчивости, таким образом, должны сопровождаться скачками электронного давления, соответствующими обращению в бесконечность dp/dH . При фиксированном внешнем давлении это приведет к скачкообразному изменению объема звезды и, как следствие этого, к изменению периода вращения. Пренебрегая изменением гравитационного давления при изменении объема звезды, для относительного изменения периода вращения получаем

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{2}{3} \frac{\Delta V}{V} = \frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\lambda_n}, \quad (8)$$

где Δp — скачок электронного давления, $\lambda_n = -V(\partial p_e / \partial V)$ — модуль упругости вырожденного ферми-газа нейтронов. Для релятивистского

электронного и релятивистского нейтронного газом получаем (N_n — концентрация нейтронов, m_n — масса нейтрона)

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{m_n c}{(3\pi^{23} h^3 N_n)^{1/3}} \left(\frac{N}{N_n} \right)^{4/3} \frac{\Delta p}{p} \quad (9)$$

Считая, что концентрация электронов составляет 5% от нейтронной концентрации и полагая, что скачок электронного давления порядка амплитуды квантовых осцилляций давления (т. е. $\Delta p/p \sim \gamma^{-5}$), для принятых нами параметров «типичной» нейтронной звезды при $B \sim 5 \cdot 10^{10}$ Гс получаем $\Delta\tau/\tau \sim 10^{-8}$, что близко к наблюдаемым изменениям периода пульсаров.

Таким образом, при изменении магнитного поля или при остывании звезды возможны скачкообразные изменения периода вращения магнитных нейтронных звезд, связанные, в конечном счете, с квантовыми неустойчивостями намагниченности вырожденного электронного газа, имеющегося в небольшом количестве в таких звездах.

Уральский государственный
университет

ON A POSSIBLE MECHANISM OF PERIOD CHANGE OF PULSARS

E. A. PAMYATNYKH

It is shown that the oscillations of the relativistic electron gas magnetic susceptibility caused by quantisation in the magnetic field can result in instabilities of the magnetisation of the electron component of the neutron stars. When the magnetic field changes or the stars cool these instabilities may be found in period changes of the jump-like pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.
2. Дж. С. Цаколас, С. Дж. Цаколас, *Астрофизика*, 15, 533, 1979.
3. А. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М., 1976.
4. А. В. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, A272, 192, 1963.
5. В. Н. Багася, В. И. Окулов, Е. А. Памятных, *Письма ЖЭТФ*, 27, 156, 1978.
6. V. N. Bagas, V. I. Okulov, E. A. Pamyatnykh, *J. Low Temp. Phys.*, 41, 941, 1980.
7. V. Canuto, H-L. Chiu, *Phys. Rev.*, 173, 1210, 1968.
8. Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 11, 89, 1975.

9. В. А. Рубан, Изв. ВУЗов, Физика, 3, 67, 1967.
10. V. Caputo, N-L. Chia, Phys. Rev., 173, 1229, 1968.
11. Г. А. Шульман, Астрон. ж., 56, 51, 1979.
12. А. А. Соколов, И. М. Тернов, Релятивистский электрон, Наука, М., 1974.
13. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ, 29, 730, 1955.
14. В. Н. Багасв, В. И. Окулов, Е. А. Памятных, ФНТ, 4, 742, 1978.
15. L. Woltjer, Ap. J., 140, 1309, 1964.
16. G. Glen, P. Sutherland, Ap. J., 239, 671, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354

ДВА ТИПА ПУЛЬСАРОВ?

И. Ф. МАЛОВ, С. А. СУЛЕПМАНОВА

Поступила 8 апреля 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Приведены данные об отличии короткопериодических пульсаров от долгопериодических в наблюдаемой зависимости ширины среднего профиля от периода, изменении позиционного угла вдоль профиля и ряде других особенностей. Показано, что эти данные могут быть объяснены в рамках предположения о двух различных моделях пульсаров: модели полярной шапки для долгопериодических пульсаров и модели Смита — для пульсаров с короткими периодами.

1. *Введение.* В настоящее время известно более 300 пульсаров. Такое число объектов позволяет провести статистический анализ их наблюдаемых параметров и попытаться ответить на вопрос: все ли пульсары принадлежат к одному типу или же по каким-либо параметрам существует их заметное различие?

В процессе исследования пульсаров неоднократно проявлялось отличие короткопериодических объектов от долгопериодических. Обнаруженный на построенной по 50 пульсарам гистограмме основных периодов $\Lambda(P)$ дефицит объектов с $P \sim 0.9$ с позволил Шварцману еще в 1970 г. [1] выдвинуть гипотезу о двух типах пульсаров (с эжекцией частиц и с аккрецией газа из межзвездной среды).

Уже на первых стадиях исследований пульсаров было также обнаружено, что у пульсаров с короткими периодами ($P < 0.75$ с), как правило, наблюдаются простые («одногорбые») профили. Эти пульсары стали отнести к классу S. С другой стороны, у многих долгопериодических пульсаров ($P > 0.75$ с) средние профили состоят из двух и более компонентов

Приводимые во введении данные о различных пульсаров заимствованы из книги Манчестера и Тейлора [2], где можно также найти ссылки на оригинальные работы по этому вопросу.

(пульсары класса С). В работе [3] указывается на возможность различных механизмов генерации излучения в пульсарах типа С (модель полого конуса) и типа S (релятивистский механизм).

Оказалось, кроме того, что шесть из семи пульсаров с обнаруженным интеримпульсом обладают короткими периодами (от 0.033 до 0.769 с). У седьмого пульсара PSR 0904+77 истинный период, возможно, составляет половину принимаемого значения $P = 1.579$ с.

Выяснилось далее, что у пульсаров с большими периодами доля времени в состоянии нуллинга (молчания) больше [4], причем, как следует из рис. 6а работы [4], при $P \sim 1$ с возможно скачкообразное увеличение доли импульсов с нулевой интенсивностью.

Ниже приводятся дополнительные аргументы в пользу деления пульсаров на два класса и делается попытка объяснения наблюдаемого различия параметров этих пульсаров.

2. *Наблюдаемые различия свойств пульсаров с короткими и длинными периодами. а) Зависимость ширины импульса от периода.* В работе [5] показано, что однородная выборка из 222 пульсаров дает статистическую зависимость ширины импульса от периода $\bar{W} \propto P^{0.57 \pm 0.17}$, согласующуюся с предсказанием модели полярной шапки при дипольном магнитном поле $W \propto \sqrt{P}$. Если использовать выборку из [2] (299 пульсаров с известным W), то также получим зависимость, близкую к $W \propto \sqrt{P}$:

$$\lg W = (0.54 \pm 0.05) \lg P + (1.50 \pm 0.02). \quad (1)$$

Однако, строя аналогичные зависимости при ограниченном сверху периоде ($P < P_1$), получим (рис. 1), что до $P_1 = 1$ с тангенс угла наклона остается близким к 0.5, но при меньших периодах он увеличивается и становится близким к 1 при $P_1 \leq 0.3$ с. Такой должна быть зависимость $W(P)$ и модели Смита — модели релятивистского формирования диаграммы излучения [6]. Если взять пульсары с $P > 1$ с, то для них $W \propto P^{0.57 \pm 0.10}$. Дисперсия значений $W(P)$ довольно большая, и ошибка определения наклона при малых P_1 велика, однако тенденция к укрупнению в сторону коротких периодов очевидна.

Таким образом, наблюдается различный наклон прямой $\lg W(\lg P)$ для пульсаров с длинными и короткими периодами, что свидетельствует о возможном различии механизмов генерации излучения в этих двух группах пульсаров.

б) *Относительное число пульсаров с простыми профилями.* В качестве одного из возражений против модели полого конуса приводилось [7] заниженное относительное число пульсаров с однокомпонентными профилями.

ми, предсказываемое этой моделью в реализации Рудермана—Сазерленда [8], по сравнению с действительно наблюдаемым. Прямое вычисление профилей в рамках механизма излучения кривизны при дипольном магнитном поле показывает [9], что если бы все пульсары излучали таким путем, то число пульсаров с однокомпонентными профилями N_1 было бы в несколько раз меньше, чем с двухкомпонентными профилями N_2 ($N_1/N_2 < 20\%$). Однако реально наблюдается $N_1/N_2 \sim 1$. Следовательно, либо неверны основные предпосылки модели Рудермана—Сазерленда, либо большая часть однокомпонентных профилей в пульсарах формируется совершенно другим механизмом.

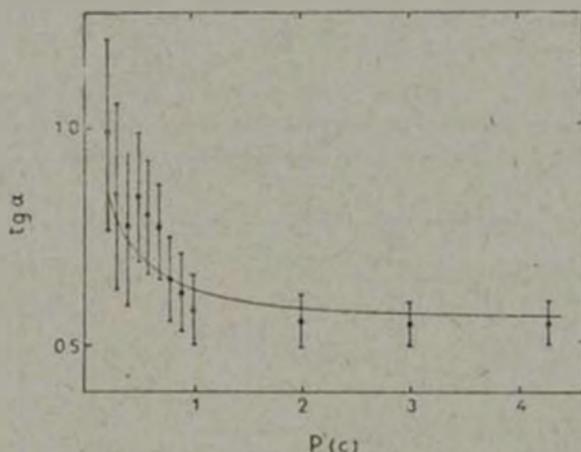


Рис. 1. Зависимость тангенса угла наклона кривой $\lg W' (\lg P)$ от периода.

в) *Доля энергии вращения, теряемая на излучение.* Доля вращения нейтронной звезды, перерабатываемая в радионизлучение, значительно отличается у короткопериодических и долгопериодических пульсаров [10] и увеличивается с ростом периода примерно от 10^{-3} до 10^{-2} . В работе [10] также отмечалось, что у короткопериодических пульсаров рост эффективности переработки с ростом P более медленный, чем у пульсаров с большими периодами. Граница раздела лежит примерно при $P \sim 0.5$ с и также может быть вызвана различием в механизмах генерации излучения у двух групп пульсаров (с $P > 0.5$ с и с $P < 0.5$ с).

г) *Изменение позиционного угла плоскости поляризации вдоль профиля.* Уже беглый обзор поляризационных данных показывает, что наибольший поворот позиционного угла наблюдается у долгопериодических пульсаров, а наименьший — у короткопериодических. Наиболее полные поляризационные измерения проведены на частотах вблизи 410 МГц [2,

11—15]. По этим данным определялась величина $\Delta\psi$ как разница между максимальным и минимальным значениями позиционного угла плоскости линейной поляризации при условии, что область долгот, в которой происходит это изменение, включает основную часть среднего профиля. Мы также ограничились пульсарами, для которых изменение позиционного угла носит монотонный характер. Значения $\Delta\psi$ в зависимости от периода для 38 пульсаров нанесены на рис. 2. Здесь же показаны средние значения $\overline{\Delta\psi}$ и среднеквадратичные отклонения для короткопериодических и долгопериодических пульсаров. Соответствующие величины равны:

$$\overline{\Delta\psi} = 35 \pm 15, P < 0.7 \text{ с}, N = 18;$$

$$\overline{\Delta\psi} = 90 \pm 50, P > 0.7 \text{ с}, N = 20.$$

Приведенные величины свидетельствуют в пользу того, что с увеличением периода происходит значительное изменение как средней величины, так и общего разброса значений полного поворота плоскости поляризации.

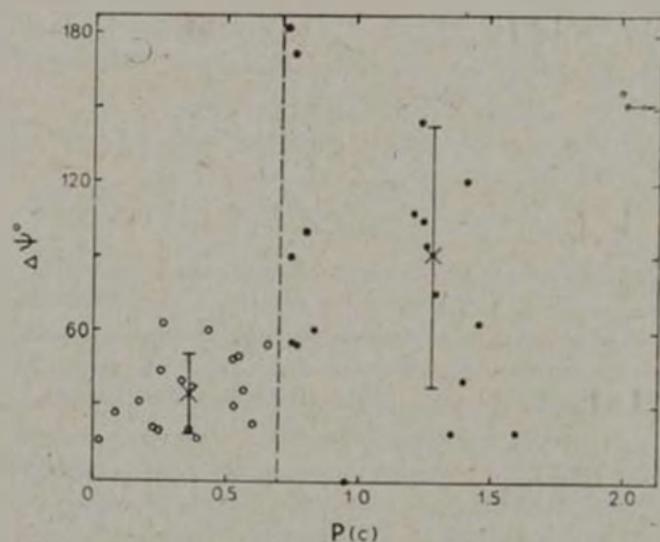


Рис. 2. Полное изменение позиционного угла вдоль среднего профиля для 38 пульсаров. Светлыми кружками отмечены пульсары с $P < 0.7$ с, темными — с $P > 0.7$ с. Указаны средние значения и среднеквадратичные отклонения для пульсаров с $P < 0.7$ с и $P > 0.7$ с.

3. Интерпретация наблюдаемых различий пульсаров. а) Роль аккреции межзвездного газа на нейтронную звезду. Если различные пульсары связаны с разным темпом аккреции межзвездного газа на нейтронную

звезду, должно наблюдаться различие светимости L_R пульсаров в диске Галактики и вне его (L_R должно быть пропорционально плотности нейтрального водорода n_H [16]). Вычисляя L_R по формуле [17]:

$$L_R = \pi^2 d^2 W \frac{S_{400}}{P} \Delta\nu \quad (\text{эрг/с}), \quad (2)$$

где S_{400} — средняя плотность потока на частоте 400 МГц, d — расстояние до пульсара, $\Delta\nu$ — ширина спектра (принималась равной 400 МГц), показывают, что нет никакой зависимости L_R от z (рис. 3). Средние значения других параметров также не зависят от z . Так, $\bar{P} = 0.86$ с и $\bar{P} = 1.5 \cdot 10^{-14}$ для $z > 160$ пс, а для $z < 160$ пс $\bar{P} = 0.79$ с и $\bar{P} = 10^{-14}$.

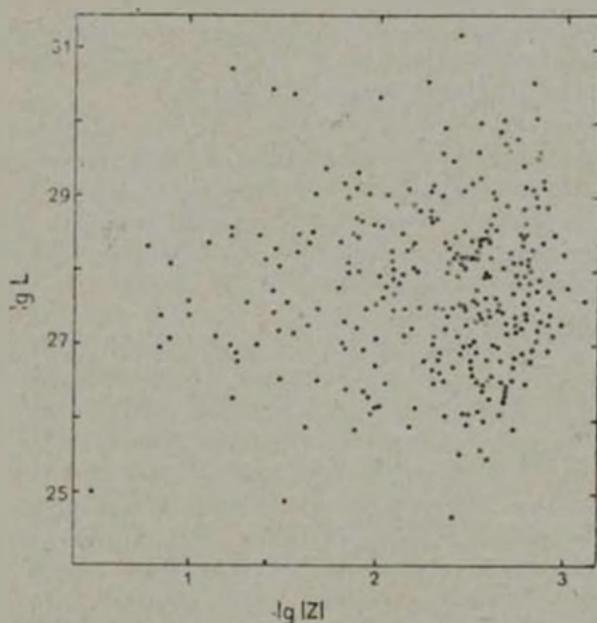


Рис. 3. Зависимость радиосветимости пульсаров (в эрг/с) от z -координаты (в килопарсеках).

Шварцман [1] предполагал, что аккреция присуща пульсарам с $P \lesssim 1$ с. 90 пульсаров из 321 [2] имеют $P > 1$ с. Для них у 27 пульсаров ($z = 59$ пс) $z < 160$ пс и у 63 — $z > 160$ пс ($z = 458$ пс). При этом, однако, их средняя светимость оказывается одинаковой ($\lg L_1 \approx \lg L_2 \approx 27$). Следовательно, наблюдаемые различия пульсаров,

по-видимому, связаны не с темпом аккреции межзвездного газа на нейтронную звезду, а с различием в строении магнитосферы или в механизме генерации излучения у долгопериодических и короткопериодических пульсаров.

б) *Отличие в строении магнитосфер у пульсаров с короткими и длинными периодами.* Как принято в большей части существующих моделей пульсаров, основные явления, приводящие к наблюдаемому излучению, разыгрываются внутри магнитосферы пульсара, т. е. в области, расположенной между поверхностью нейтронной звезды ($R_0 \sim 10^8$ см) и световым цилиндром ($R_{LC} = cP/2\pi$). Поскольку разброс периодов пульсаров достигает двух порядков, то естественно ожидать различия в строении магнитосферы у пульсаров с сильно отличающимися периодами. Так, у PSR 0531 + 21 $R_{LC} = 1.6 \cdot 10^9$ см, а у PSR 1845 - 19 $R_{LC} = 2.1 \cdot 10^{10}$ см, и при дипольном магнитном поле диапазон изменения магнитного поля будет отличаться у этих пульсаров на 6 порядков. Столь большое масштабное различие магнитосфер приведет, в частности, к следующему эффекту [10].

Если наблюдаемое радиоизлучение связано с ленгмюровскими колебаниями в магнитосфере, то у долгопериодических пульсаров генерация излучения может происходить и вблизи поверхности, а у пульсаров с короткими периодами — только в окрестности светового цилиндра.

Эта модель как показано ниже, может объяснить описанные различия в наблюдаемых свойствах пульсаров.

в) *Зависимость $W(P)$.* Прежде всего становится понятным различное поведение кривой $W(P)$ для пульсаров с короткими и длинными периодами. У пульсаров с $P > 1$ с генерация излучения происходит вблизи поверхности, где $W \propto 1/P$ (модель полярной шапки). У пульсаров с $P < 0.3$ с генерация, в основном, происходит вблизи светового цилиндра, и $W \propto P$. При $0.3 \text{ с} < P < 1 \text{ с}$ область генерации может находиться на умеренных расстояниях от нейтронной звезды, где уже заметны релятивистские эффекты, связанные с совместным вращением (коротацией) излучающей плазмы. Если ширина импульса определяется по-прежнему раскрытом конуса открытых силовых линий, то для наблюдателя излученный угол сокращается во времени, и длительность импульса будет равна [6]

$$W = \frac{P}{\beta} (\theta - \beta \sin \theta). \quad (3)$$

где $\theta \approx \frac{3}{2} \sqrt{\frac{r}{R_{LC}}}$, а $\beta = \frac{\Omega r}{c} = \frac{r}{R_{LC}}$. Полагая $\theta < 1$ и $\sin \theta \approx \theta$, получим:

$$W = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2Pr}{\pi c}} \left(1 - \sqrt{\frac{2\pi r}{cP}}\right). \quad (4)$$

Наклон кривой $\lg W(\lg P)$ определяется выражением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d \lg W}{d \lg P} = \frac{0.5}{1 - \sqrt{\frac{2\pi r}{cP}}}. \quad (5)$$

Соответствующая зависимость $\lg \alpha(P)$ для $r = 2 \cdot 10^8$ см представлена на рис. 1 сплошной линией. Следует подчеркнуть, что выражения (4) и (5) справедливы достаточно далеко от светового цилиндра, где ширина окна еще определяется открытыми силовыми линиями. Для пульсаров с $P \geq 1$ с область с $r = 2 \cdot 10^8$ см еще довольно далека от светового цилиндра ($R_{LC} \sim 5 \cdot 10^8$ см), и приближенно $W \approx \sqrt{P}$. При $P < 1$ с начинает сказываться сжатие импульса, и наклон кривой $\lg W(\lg P)$ постепенно увеличивается ($0.5 < \operatorname{tg} \alpha < 1$), что хорошо согласуется с характером наблюдаемой зависимости $\lg W(\lg P)$.

г) *Интеримпульсы.* Если $\mu \perp \Omega$ (μ — магнитный дипольный момент), и если луч зрения близок к экваториальной плоскости вращения нейтронной звезды, то наблюдатель будет видеть два всплеска излучения за период. У короткопериодических пульсаров этому благоприятствует то обстоятельство, что при релятивистском формировании луча ширина диаграммы по широте $\Delta\varphi$ составляет десятки градусов (при $\Omega r/c = 0.92$ $\Delta\varphi = 21^\circ$) [14]. Поэтому вероятность попадания луча зрения в диаграммы, соответствующие двум полюсам, может быть большой. С увеличением периода релятивистские эффекты становятся слабее, диаграмма начинает определяться конусом открытых силовых линий, и вероятность попадания луча зрения в обе диаграммы существенно уменьшается.

С этим может быть связано отсутствие обнаруженных интеримпульсов у пульсара с $P > 1$ с (PSR 0904+77 в виду сомнений в правильности определения его периода и самого существования интеримпульса из рассмотрения исключается). Если считать, что главный импульс и интеримпульс связаны с двумя магнитными полюсами и принять точку зрения о перпендикулярности оси вращения к оси магнитного диполя у пульсаров с малыми периодами и выравнивании этих осей с ростом периода [2], можно ожидать зависимости относительной интенсивности (\bar{v}) интеримпульса от периода. Действительно, предполагая, что интенсивность в экваториальном направлении изменяется по гауссову закону, получим для отношения интенсивностей излучения, исходящего из двух полюсов (рис. 4),

$$\delta(\varphi) = \frac{e^{-((\varphi - \varphi_0)/\Phi)^2}}{e^{-((\varphi - \varphi_0)/\Phi)^2}} = e^{-4\varphi_0/\Phi^2} \quad \varphi < 0, \quad (6)$$

$$\xi(\varphi) = \frac{e^{-((\varphi + \varphi_0)/\Phi)^2}}{e^{-((\varphi - \varphi_0)/\Phi)^2}} = e^{-4\varphi_0/\Phi^2} \quad \varphi > 0.$$

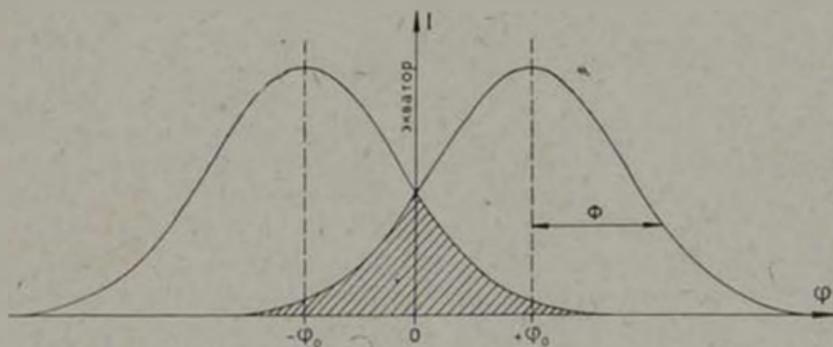


Рис. 4. Взаимное расположение диаграмм излучения из двух полюсов.

Считая далее, что луч зрения наблюдателя ориентирован относительно диаграмм излучения случайно, для ожидаемой относительной интенсивности интеримпульса будем иметь

$$\bar{\delta} = \frac{1}{180} \int_{-90}^{90} \delta(\varphi) d\varphi = \frac{\Phi^2 (1 - e^{-360\varphi_0/\Phi^2})}{360\varphi_0}. \quad (7)$$

Углы здесь измерены в градусах. Таким образом, если с увеличением периода растет φ_0 , ожидаемая величина $\bar{\delta}$ будет уменьшаться*. Наблюдения (рис. 5) согласуются с этим выводом. Если предположить, что $\varphi_0 \propto P$, то из (7) получим

$$\bar{\delta} = \frac{A}{P} (1 - e^{-P^2}).$$

Эта зависимость представлена на рис. 5 при $A = 0.05$. Такое значение A можно, например, получить, если предположить, что φ_0 меняется от 0° до 90° при изменении P от 0 до 5 с ($\varphi_0 = 18^\circ P$) и $\Phi = 18^\circ$ (это соответствует $\Gamma = [1 - (\Omega r/c)^2]^{-1/2} \approx 3$ или $r/R_{LC} \approx 0.94$).

* Следует подчеркнуть, что при больших φ_0 значения интенсивности в зоне перекрытия (заштрихована на рис. 4) становятся очень низкими, и интеримпульс может оказаться ниже современной чувствительности.

Когда ширина окна определяется открытыми силовыми линиями, $W \propto \sqrt{P}$ и, скажем, на 400 МГц [5]

$$W \approx 0.03 \sqrt{P} \text{ или } \theta = \pi \frac{W}{P} \approx \frac{0.1}{\sqrt{P}}$$

Поскольку модель полярной шапки, как мы считаем, работает для $P > 1$ с, то

$$\bar{\theta} = \frac{\int_1^4 \theta(P) dP}{\int_1^4 dP} \approx 4^\circ.$$

На рис. 6 приведены зависимости $\bar{\theta}(\tau_0)$ для $\Phi = 18^\circ$ (релятивистское формирование диаграммы) и $\Phi = 4^\circ$ (полый конус)^a, из которых видно, что для полого конуса уже при $\Phi_0 = 4^\circ$ относительная интенсивность интеримпульса $\sim 1\%$. К тому же, как легко показать, вероятность обнаружения интеримпульса в этом случае равна $4 \cdot 10^{-3}$, т. е. из всех пульсаров с $P > 1$ с только у одного можно ожидать наличия интеримпульса (и, наиболее вероятно, очень слабого).

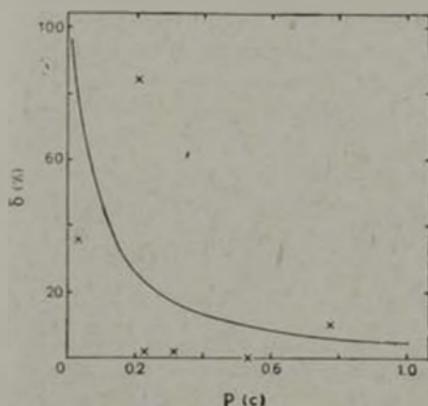


Рис. 5. Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от периода.

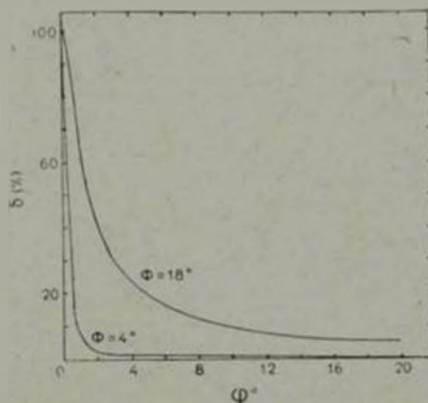


Рис. 6. Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от наклона оси диполя к экватору.

^a Для $\Phi = 4^\circ$ предполагалось так же, как и для $\Phi = 18^\circ$, что распределение интенсивности по углу описывается гауссовым законом. Однако и при более сложном законе все сделанные далее выводы остаются справедливыми.

Проведенное рассмотрение показывает, что в рамках предлагаемой концепции могут быть поняты имеющиеся наблюдательные данные по интеримпульсам.

е) *Нуллиинги*. В рамках рассматриваемых представлений можно считать, что у короткопериодических пульсаров изменение интенсивности излучения может быть связано с флуктуациями числа частиц в излучающей области и с изменением их удаленности от светового цилиндра. Поскольку в области излучения всегда присутствуют частицы, полное выключение излучения — событие довольно редкое. В долгопериодических пульсарах, кроме флуктуаций числа излучающих частиц, может происходить полное выключение основного механизма генерации излучения, который, по современным представлениям, связан с образованием электрон-позитронных пар и должен работать все менее и менее эффективно с увеличением периода [18]. Поэтому у долгопериодических пульсаров время молчания должно быть существенно больше, что и наблюдается.

ж) *Поляризация*. У пульсаров с большими периодами (модель полярной шапки) изменение позиционного угла вдоль среднего профиля связано с различной ориентацией силовых линий магнитного поля в пределах конуса излучения. Это изменение определяется [2] взаимным положением оси вращения, магнитного поля и луча зрения. Если луч зрения проходит через центр конуса, позиционный угол будет изменяться на 180° , если вблизи края конуса — изменения будут малы. Поэтому у долгопериодических пульсаров должна наблюдаться большая дисперсия в полном изменении позиционного угла вдоль окна. Наблюдения подтверждают этот вывод (рис. 2). У пульсаров с $P > 0.7$ с диапазон изменений составляет $0-180^\circ$.

У короткопериодических пульсаров размер окна не связан с полным раскрытием конуса открытых силовых линий и, вообще говоря, размер зоны излучения должен быть существенно меньше размеров этого конуса. Поэтому можно ожидать, что у пульсаров с короткими периодами $\Delta\theta$ будет меньше. Именно к такому выводу приводят и наблюдения.

4 *Заключительные замечания*. а) При уменьшении периода, как уже отмечалось, становится более заметной роль релятивистских эффектов и магнитосфере пульсара. По-видимому, при $0.3 \text{ с} < P < 1 \text{ с}$ играют роль оба механизма, и свойства пульсаров при этом наиболее запутанны. Поэтому для выявления свойств «чисто смитовских» пульсаров нужно ограничиться пульсарами с $P < 0.3 \text{ с}$, а для пульсаров, описываемых моделью Рудермана—Сазерленда, $P > 1 \text{ с}$. Из 321 пульсара, приведенного в [2], у 41 $P < 0.3 \text{ с}$, у 98 — $P > 1 \text{ с}$.

б) Различие механизмов излучения, предложенное для объяснения наблюдаемых различий в свойствах короткопериодических и долгопериодических пульсаров, должно проявиться и в других наблюдаемых характеристиках этих объектов (микроструктура, временное поведение индивидуальных импульсов и т. п.). Желательны поэтому направленные исследования возможно большего числа пульсаров с этой точки зрения.

в) При рассмотрении интеримпульсов считалось, что излучение выходит с двух полюсов нейтронной звезды. При этом расстояние между главным импульсом и интеримпульсом должно составлять 180° . В реальных пульсарах это расстояние заключено в пределах 145° — 180° [2]. Отличие от 180° может быть вызвано целым рядом причин и, в частности, тем, что ось диполя не проходит через ось вращения пульсара. Тогда расстояние интеримпульса от главного импульса может быть от 0° до 180° . Поэтому, если наблюдаемое отличие от 180° связано именно с этой причиной, то во всех реальных пульсарах ось диполя проходит очень близко от оси вращения нейтронной звезды.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам группы исследования пульсаров ФИАН за полезные замечания при обсуждении результатов работы.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

TWO TYPE OF PULSARS?

I. F. MAL'OV, S. A. SULEYMANOVA

Some evidence is presented that a number of observational characteristics of pulsar radio emission, for example, pulse width, total change of position angle of linear polarization through integrated profile and some others is different for two groups of pulsars. It is supposed that two alternative models are realized: the Smith's model for short period pulsars ($P \leq 0.3$ s) and Ruderman-Sutherland's model for pulsars with long periods ($P > 1$ s).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Шварцман, Изв. ВУЗов—Радиофизика, 13, 1852, 1970.
2. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
3. R. N. Manchester, A. G. Lyne, M. N., 181, 761, 1977.
4. R. T. Ritchings, M. N., 176, 249, 1976.
5. В. И. Илизьева, И. Ф. Малов, Письма АЖ, 5, 393, 1979.

6. V. V. Zheleznyakov, *Astrophys. Space Sci.*, **13**, 87, 1971.
7. В. А. Извекова, И. Ф. Малов, В. М. Малофеев, *Письма АЖ*, **3**, 442, 1977.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, **196**, 51, 1975.
9. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, **16**, 751, 1980.
10. I. F. Malov, V. M. Malofeev, *Astrophys. Space Sci.*, **78**, 73, 1981.
11. R. A. Hamilton, P. M. McCulloch, J. G. Ablea, M. M. Komisaroff, *M. N.*, **180**, 1, 1977.
12. R. N. Manchester, *Ap. J., Suppl. ser.*, **199**, 23, 283, 1971.
13. A. G. Lyns, F. G. Smith, D. A. Graham, *M. N.*, **153**, 337, 1971.
14. Ф. Г. Смит, *Пульсары*, Мир, М., 1979.
15. D. C. Backer, J. Rankin, *Ap. J., Suppl. ser.*, **42**, 143, 1980.
16. А. И. Цыган, *Письма АЖ*, **3**, 531, 1977.
17. J. H. Taylor, R. N. Manchester, *A. J.*, **80**, 794, 1975.
18. J. Arons, *Space Science Rev.*, **24**, 437, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ЛУЧИСТУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Г. Г. ПАВЛОВ, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 7 апреля 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Рассчитана лучистая (томсоновская) теплопроводность нерелятивистской невырожденной плазмы в сильном магнитном поле B с учетом поляризации электронно-позитронного вакуума. Влияние магнитного поля существенно при $b = \hbar \omega_B / kT \geq 2$ (ω_B — циклотронная частота); при этом поляризация вакуума важна, если температура $T_s \geq 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ (ρ — плотность в г см^{-3}). Под влиянием поляризации вакуума коэффициенты теплопроводности вдоль и поперек поля, χ_{\parallel} и χ_{\perp} , могут меняться в несколько раз с изменением знака разности $\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$. В частности, при $b \geq 2$ и $T_s \geq 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ $\chi_{\parallel} \approx \chi_{\perp} \approx (b^2/16) \chi_0$ (χ_0 — теплопроводность при $B=0$), тогда как при $b \geq 2$ и $T_s < 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ $\chi_{\parallel} \approx \chi_{\perp} \approx 2 \approx (b^2/40) \chi_0$. Продолжение расчетов необходимо для построения моделей рентгеновских пульсаров и изучения различных явлений, связанных с переносом тепла в поверхностных слоях нейтронных звезд.

1. *Введение.* Основным механизмом переноса тепла в невырожденной плазме поверхностных слоев нейтронных звезд является лучистая теплопроводность. Она определяет скорость остывания нейтронных звезд [1], характер термоядерного горения аккрецированного вещества во вспыхивающих рентгеновских источниках (см., например, [2]), перенос тепла в (оптически толстых) горячих пятнах или аккреционных колонках рентгеновских пульсаров [3] и ряд других процессов. При вычислении лучистой теплопроводности важно правильно учитывать влияние огромных (до 10^{11} Гс) магнитных полей нейтронных звезд. Оно, в первую очередь, определяется параметром $b = \hbar \omega_B / kT = 1.35 B_{12} / T_s$ ($\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота, T — температура). Дело в том (см., например, [4]),

что основную часть тепла переносят фотоны с энергией $h\omega \sim p k T$ (параметр $p \sim 2 - 7$ зависит от механизма взаимодействия фотонов с веществом; для томсоновского рассеяния $p \sim 2$), а магнитное поле существенно влияет на пробег фотонов при $\omega \lesssim \omega_{ce}$. Поэтому магнитное поле значительно меняет теплопроводность при $b \gtrsim p$.

Грубая оценка лучистой теплопроводности при $b \gg 1$ была получена в работе [5]. В [6] было показано, что лучистый теплоперенос в магнитном поле определяется двумя коэффициентами теплопроводности, κ_{\parallel} и κ_{\perp} , вдоль и поперек поля:

$$\kappa_{\parallel, \perp} = \frac{4}{3} a c T^3 \bar{T}_{\parallel, \perp}, \quad (1)$$

где a — постоянная Стефана, а

$$\bar{T}_{\parallel, \perp} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} I_{\parallel, \perp}(z) \frac{z^3 e^{-z}}{(1 - e^{-z})^2} dz \quad (2)$$

— росселандовы средние от величин

$$I_{\parallel} = \frac{3}{2} \int_0^{\pi} I(\omega, \theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta, \quad I_{\perp} = \frac{3}{4} \int_0^{\pi} I(\omega, \theta) \sin^2 \theta d\theta; \quad (3)$$

$z = h\omega/kT$, $I(\omega, \theta)$ — усредненный по поляризациям пробег фотонов с частотой ω , распространяющихся в плазме под углом θ к магнитному полю. В замагниченной плазме излучение распространяется в виде двух нормальных волн с различными поляризациями. В интересующих нас случаях поляризации можно считать ортогональными. Тогда [6]

$$I(\omega, \theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right), \quad (4)$$

где $k_{1,2}$ — коэффициенты поглощения нормальных волн.

В [6] были получены формулы (1)–(4) без учета рассеяния фотонов и вычислены $\kappa_{\parallel, \perp}$ в пределе больших и малых b для случая, когда основным процессом взаимодействия фотонов с плазмой являются свободно-свободные переходы. Согласно результатам [7, 4], формулы (1)–(4) справедливы и при учете томсоновского рассеяния. В [4] величины $\kappa_{\parallel, \perp}$ рассчитаны при произвольных b с учетом как свободно-свободных переходов, так и томсоновского рассеяния. Отметим, что при выводе (1)–(4) считалось, что излучение в среде слабо отличается от планковского. Для этого оптическая толщина τ должна быть достаточно велика: $\sqrt{\tau} \gg 1$, где τ — толщина по поглощению.

В перечисленных работах, однако, не учитывалась поляризация электронно-позитронного вакуума магнитным полем, влияние которой на спектр, поляризацию и направленность излучения плазмы нейтронных звезд может быть весьма существенной (см. [8, 9] и приведенные там ссылки). Учету поляризации вакуума и посвящена настоящая работа. При интересующих нас энергиях фотонов $h\omega \ll 2mc^2$ замагниченный вакуум не обладает непосредственной способностью поглощать фотоны. Однако он изменяет поляризацию излучения и, тем самым, влияет на коэффициенты поглощения. Это влияние удобно описывать параметром (см., например, [8])

$$V = \frac{1}{60\pi^2 n_e} \left(\frac{mc}{h} \right)^3 \left(\frac{h\omega_B}{mc^2} \right)^4 = 5 \cdot 10^4 \frac{A}{Z} \left(\frac{B}{B_c} \right)^4, \quad (5)$$

где n_e — концентрация электронов, ρ — плотность плазмы в г/см³, $B_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4.41 \cdot 10^{12}$ Гс, A и Z — массовое и зарядовое число ионов. Согласно результатам [8], поляризация вакуума влияет на пробег фотонов (4) при $V \gtrsim (\omega_B/\omega)^4$, если $\omega_B \ll \omega$, и при $V \gtrsim (\omega_B/\omega)^2$, если $\omega_B \gtrsim \omega$. В то же время главный вклад в теплопроводность (при томсоновском рассеянии) вносят фотоны с энергией $h\omega \sim 2kT$ (см. выше). Следовательно, поляризация вакуума влияет на теплопроводность, когда температура $T \gtrsim T_V$, где $T_V = 2 \cdot 10^8 (\rho Z/A)^{1/4}$ К (т. е. $V = (b/2)^4$), если $b \ll 2$, и $T_V = 5.8 \cdot 10^8 (\rho Z/A)^{1/2} B_{12}^{-1}$ К (т. е. $V = (b/2)^2$), если $b \gtrsim 2$. Для магнитного поля $B = 2 \cdot 10^{12}$ Гс область значений T и ρ , в которой теплопроводность подвержена влиянию поляризации вакуума, изображена на рис. 1. Там же указана область $T \lesssim T_B$ ($T_B = 6.8 \cdot 10^7 B_{12}$ К соответствует $b = 2$) существенного изменения теплопроводности магнитным полем. Тем самым, замагниченный вакуум сильно влияет на теплопроводность при $T_V \lesssim T \lesssim T_B$. Если же $T \gtrsim T_V$, но $T \gtrsim T_B$, то магнитное поле меняет теплопроводность относительно слабо, но это изменение в значительной мере определяется поляризацией вакуума. Кроме того, на рис. 1 по данным [4] изображена граница, разделяющая области преимущественного вклада в теплопроводность свободно-свободных переходов и томсоновского рассеяния. Видно, что влияние поляризации вакуума имеет место в области, где теплопроводность определяется томсоновским рассеянием. Рассмотрим эту область мы и ограничимся в настоящей работе.

2. Коэффициенты теплопроводности. Для расчета теплопроводности по формулам (1)–(4) воспользуемся выражениями для коэффициентов поглощения $k_{1,2}$ нормальных волн с учетом поляризации вакуума, полученными одним из авторов и Шибановым [8] в приближении холодной плазмы. Это приближение нарушается в частотных интервалах $|\omega - s\omega_B| \lesssim s\omega_B (kT/mc^2)^{1/2} |\cos \theta|$ вблизи циклотронных гармоник $s = 1, 2, \dots$,

однако в интересующем нас случае $kT \ll mc^2$ эти интервалы являются узкими и дают малый вклад в интегралы (2). Согласно [8],

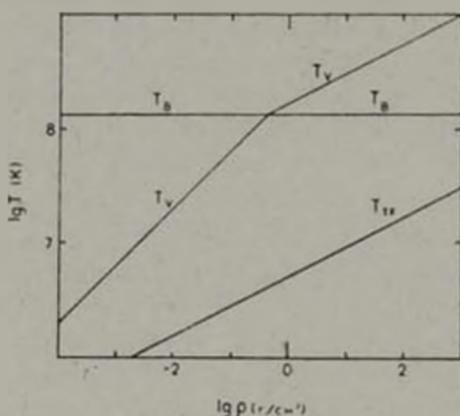


Рис. 1. Области значений ρ и T в невырожденном нерелятивистском электронном газе с магнитным полем $B = 2 \cdot 10^{12}$ Гс, в которых лучистая теплопроводность имеет различный характер. При $T \geq T_V$ теплопроводность подвержена влиянию замagnetического вакуума, при $T \leq T_B$ она существенно меняется магнитным полем, при $T \geq T_{TF}$ она в основном определяется томсоновским рассеянием, а при $T \leq T_{TF}$ — свободно-свободными переходами (кривая T_{TF} для $B = 2 \cdot 10^{12}$ Гс изображена по результатам [1] для гелиевой плазмы; в таком магнитном поле значения T_{TF} в несколько раз выше, чем при $B = 0$).

$$l(\omega, \vartheta) = \frac{k_I}{k_I^2 - (k_C + qk_L)^2 (1 + q^2)^{-1}}, \quad (6)$$

где (для томсоновского рассеяния)

$$k_I = k_0 \frac{2 - u + u^2 + u(3 - u) \cos^2 \vartheta}{2(u - 1)^2},$$

$$k_L = k_0 \frac{u(3 - u)}{2(u - 1)^2} \sin^2 \vartheta, \quad k_C = k_0 \frac{21}{(u - 1)^2} \bar{u} \cos \vartheta, \quad (7)$$

$$q = \frac{\sin^2 \vartheta}{2 \cos \vartheta} \sqrt{\bar{u}} \left(1 - \sqrt{\frac{u - 1}{u}} \right),$$

причем $u = \omega^2/n^2$, а $k_0 = n_e \sigma_T$ — коэффициент поглощения при $B = 0$, σ_T — томсоновское сечение. Вся зависимость пробега фотонов (6) от поляризации вакуума содержится в параметре q . Поляризация вакуума влияет на пробег при $V \geq u^2$, если $u \leq 1$, и при $V \leq u$, если $u \geq 1$.

В общем случае для нахождения теплопроводности приходится прибегать к численному интегрированию. В некоторых предельных случаях, однако, удается получить аналитические формулы. Рассмотрим отдельно случаи А) $T \ll T_V$, Б) $T \gg T_V$ и В) $T \sim T_V$.

А) Если $T \ll T_V$ (что соответствует $V \ll u^2$, если $u \leq 1$, или $V \ll u$, если $u \geq 1$, см. выше), то можно пользоваться результатами [4] без учета поляризации вакуума. Величины l_{\pm} в этом случае вычисляются аналитически [7] (в формулах (5.78) для l_{\pm} в [7] две опечатки: в выражении для C вместо $u+2$ должно быть $u-2$, а в выражении для J_- вместо C_+ должно быть C_-). В предельных случаях

$$\begin{aligned} \frac{l_+}{l_0} &= 1 + \frac{11}{35} u^2, & \frac{l_-}{l_0} &= 1 - u + \frac{8}{7} u^3 \text{ при } u \ll 3; \\ \frac{l_+}{l_0} &= \frac{u}{5} + 3 \ln(2u) - 9, & \frac{l_-}{l_0} &= \frac{2u}{5} \text{ при } u \gg 3, \end{aligned} \quad (8)$$

где при $u \ll 3$ опущены слагаемые $\sim u^3$, а при $u \gg 3$ — слагаемые $\sim (\ln u)/u$; $l_0 = k_0^{-1}$. Из (8) и (2)

$$\begin{aligned} \frac{x_+}{x_0} &= 1, & \frac{x_-}{x_0} &= 1 - \frac{5b^2}{4\pi^2} \text{ при } b \ll 2; \\ \frac{x_+}{x_0} &= \frac{b^2}{4\pi^2} + 6(\ln b - 2.60), & \frac{x_-}{x_0} &= \frac{b^2}{2\pi^2} \text{ при } b \gg 2, \end{aligned} \quad (9)$$

причем при $b \ll 2$ опущены слагаемые $\sim b^2$, а при $b \gg 2$ — слагаемые $\sim (\ln b) b^{-2}$. Здесь $x_0 = 4 \text{ ас} T^3 / 3 n_e \tau_T = 7.5 \cdot 10^{20} T_8^3 A / \rho Z \text{ арг/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$ — томсоновская теплопроводность в отсутствие магнитного поля. Соответствующие зависимости $l_{\pm}(u)$ и $x_{\pm}(b)$ приведены на рис. 2 и 3.

Б) При $T \gg T_V$ (что соответствует $V \gg u^2$, если $u \leq 1$, или $V \gg u$, если $u \geq 1$) в (6) можно считать $|q| \rightarrow \infty$. Тогда $l(\omega, \theta) = k_l(k_l^2 - k_L^2)^{-1}$, и все величины (1)–(4) не зависят от V . При этом усредненные по углам пробеги l_{\pm} вычисляются аналитически:

$$\begin{aligned} \frac{l_+}{l_0} &= \frac{1}{2} \left[\frac{(u-1)^2}{u+1} + \frac{3(u-1)^2}{3u-u^2} + \frac{3|u-1|^2}{|u^2-3u|^{3/2}} F(u) \right], \\ \frac{l_-}{l_0} &= \frac{1}{2} \left[\frac{(u-1)^2}{u+1} - \frac{3(u-1)^2}{2(3u-u^2)} - \frac{3|u^2-1|}{|u^2-3u|^{3/2}} F(u) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$F(u > 3) = \frac{1}{2} \ln \frac{u-1 + (u^2-3u)^{1/2}}{u-1 - (u^2-3u)^{1/2}},$$

$$F(u < 3) = -\operatorname{arctg} \frac{(3u-u^2)^{1/2}}{|u-1|}. \quad (11)$$

а при $u=3$ $l_1 = l_+ = l_0$.

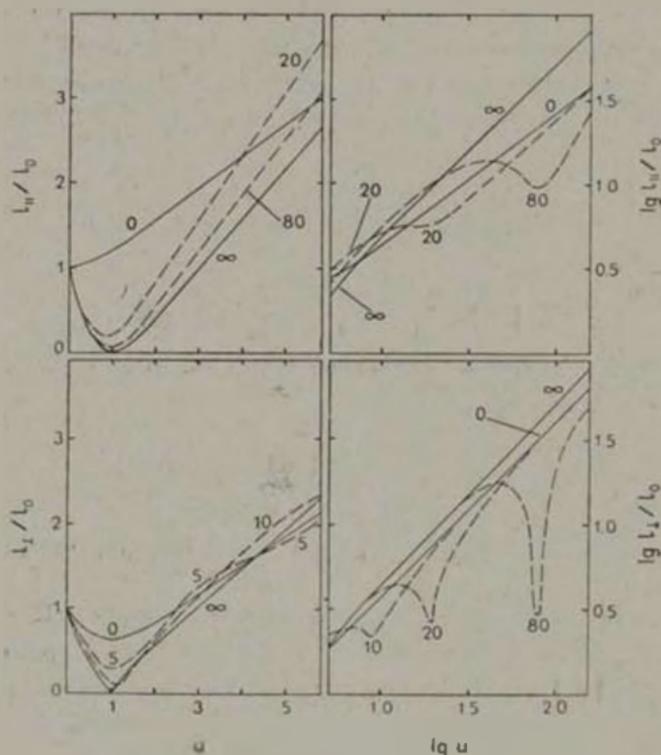


Рис. 2. Зависимость усредненных по различным пробам l_1 и l_2 определенных формулами (3), от $u = (n/N)^2$ при различных значениях параметра V (которые указаны у кривых).

В предельных случаях

$$\frac{l_1}{l_0} = 1 - \frac{12}{5} u, \quad \frac{l_2}{l_0} = 1 - \frac{9}{5} u \quad \text{при } u < 1;$$

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{u}{2} + \frac{3}{4} \ln(4u) - 3, \quad \frac{l_2}{l_0} = \frac{u}{2} - \frac{3}{4} \quad \text{при } u > 3, \quad (12)$$

откуда

$$\frac{x_{\perp}}{x_0} = 1 - \frac{3b^2}{\pi^2}, \quad \frac{x_{\parallel}}{x_0} = 1 - \frac{9b^2}{4\pi^2} \quad \text{при } b \ll 2; \quad (13)$$

$$\frac{x_{\perp}}{x_0} = \frac{5b^2}{8\pi^2} + \frac{3}{2} (\ln b - 2.75), \quad \frac{x_{\parallel}}{x_0} = \frac{5b^2}{8\pi^2} - \frac{3}{4} \quad \text{при } b \gg 2.$$

В (12) при $u \ll 1$ опущены слагаемые $\sim u^2$, остальные формулы (12), (13) приведены с той же точностью, что и (8), (9). Соответствующие зависимости $l_{\perp, \parallel}(u)$ и $x_{\perp, \parallel}(b)$ изображены на рис. 2 и 3.

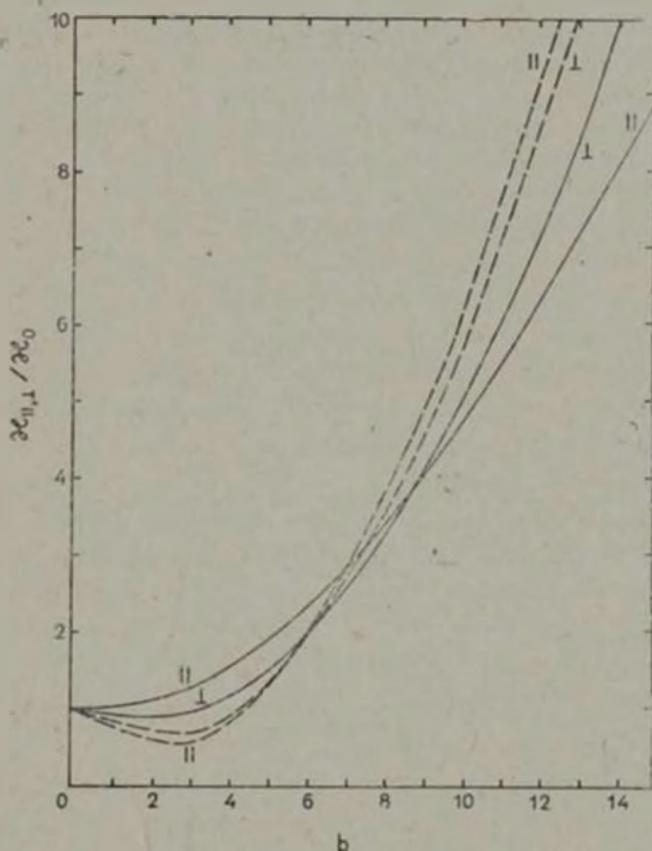


Рис. 3. Зависимости коэффициентов теплопроводности от $b = h\omega_D kT$ в предельных случаях А) слабой ($T \ll T_V$, сплошные кривые) и Б) сильной ($T \gg T_V$, штриховые кривые) поляризации вакуума.

Изменение теплопроводности из-за сильной поляризации вакуума ясно из рис. 3 и асимптотик (9) и (13). Прежде всего, если в случае слабой

поляризации вакуума ($T \ll T_V$, случай А) $\chi_1 > \chi_2$ при $b < 9$ и $\chi_1 < \chi_2$ при $b > 9$, то и случае сильной поляризации ($T \gg T_V$, случай Б) $\chi_1 < \chi_2$ при $b < 6$ и $\chi_1 > \chi_2$ при $b > 6$ (т. е. поляризация вакуума меняет „знак“ анизотропии теплопроводности). При этом в случае А) продольная теплопроводность χ_1 монотонно растет с b , а в зависимости поперечной теплопроводности χ_2 от b имеется минимум при $b \approx 2$, а в случае Б) обе теплопроводности имеют гораздо более резко выраженные минимумы при $b \approx 3$. Кроме того, при $b \gg 2$ в случае А) $\chi_1 \approx 2\chi_2$, а в случае Б) $\chi_1 \approx \chi_2$, т. е. сильная поляризация вакуума уменьшает анизотропию теплопроводности. При этом в случае сильной поляризации вакуума продольная теплопроводность в 2.5 раза, а поперечная — в 1.25 раза выше, чем в случае слабой.

В) Рассмотрим переход от случая А) к Б) с ростом V . При $V \ll 1$ для углов распространения фотонов к магнитному полю $\theta \sim 1$ (дающих основной вклад в теплопроводность) поляризация вакуума влияет на поляризацию нормальных волн [8] (и тем самым на пробег фотонов (6)) лишь в области высоких частот $\omega \gtrsim \omega_B V^{-1/2}$, где отличие пробега l от пробега l_0 при $B=0$ мало ($\sim (\omega_B/\omega)^2$). С ростом V эта область частот расширяется и приближается к циклотронному резонансу ($\omega = \omega_B$). При $V \geq 1$ влиянию поляризации вакуума подвержены и частоты $\omega \gtrsim \omega_B V^{-1/2}$ ниже циклотронной. При $V \geq 4$ в области частот ниже циклотронной появляются две частоты [8] (соответствующие значениям $u_{1,2} = (V/2) [1 \mp (1-4/V)^{1/2}]$, для которых $q = 0$; см. (7)), на которых степень линейной поляризации нормальных волн, $q(1+q^2)^{-1/2}$, обращается в нуль благодаря компенсации слагаемых, описывающих вклад вакуума и плазмы. При $V = 4$ $\omega_1 = \omega_2 = \omega_B/\sqrt{2}$. С ростом V частота ω_1 приближается к циклотронной, а ω_2 сдвигается в область низких частот. При $V \gg 4$ ($\omega_B - \omega_1$) $\approx \omega_B/2V$ и $\omega_2 \approx \omega_B V^{-1/2}$, а влиянию вакуума не подвержена лишь область низких частот $\omega \ll \omega_B V^{-1/2}$.

Трансформация зависимостей $l_{1,2}(u)$ с ростом V от случая А) к Б) ясна из рис. 2 и 4. Сильные провалы кривых при достаточно больших V возникают вблизи значений $u = u_{1,2}$. Рис. 2 и 4 позволяют легко понять изменение теплопроводности с ростом V , которое изображено на рис. 5. В частности, при $b \gg 2$ такое изменение происходит немонотонно. Отметим, что коэффициенты теплопроводности $\chi_{1,2}$ меняются более плавно, чем усредненные по углам пробеги $l_{1,2}$, по-

сколько они являются интегралами от $I_{\perp, \parallel}$ по частоте. Например, провалы в зависимостях $x_{\perp, \parallel}(V)$ на рис. 5 выражены гораздо слабее, чем провалы в зависимостях $I_{\perp, \parallel}(V)$ на рис. 4.

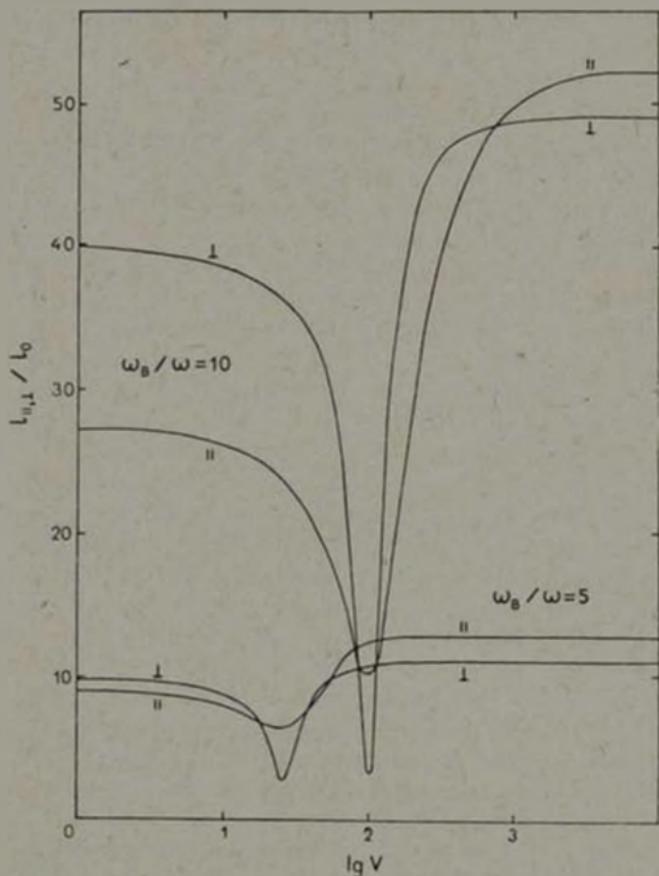


Рис. 4. Зависимость величины $I_{\perp, \parallel}$ от степени поляризации вакуума V при $\omega_B / \omega = 10$ и 5.

3. *Обсуждение результатов.* Хорошо известно, что лучистая теплопроводность определяет перенос тепла в поверхностных, невырожденных слоях нейтронных звезд. Хотя толщина этих слоев не превышает нескольких метров, их теплоизолирующая способность может быть достаточно велика. Тем самым лучистая теплопроводность может оказывать влияние на ряд процессов и, в частности, на остывание нейтронных звезд. При расче-

тах скорости остывания с учетом магнитного поля обычно используются оценочные формулы [5, 10, 11] для теплопроводности, при выводе которых для простоты считается, что при $u \gg 1$ пробег фотонов $l(\parallel, \theta) = l_0 u$. В этом приближении при $b \gg 2$ коэффициенты (томсоновской) теплопроводности вдоль и поперек магнитного поля одинаковы и равны $\chi_{\parallel, \perp} = (5b^3/4\pi^2) \chi_0$.

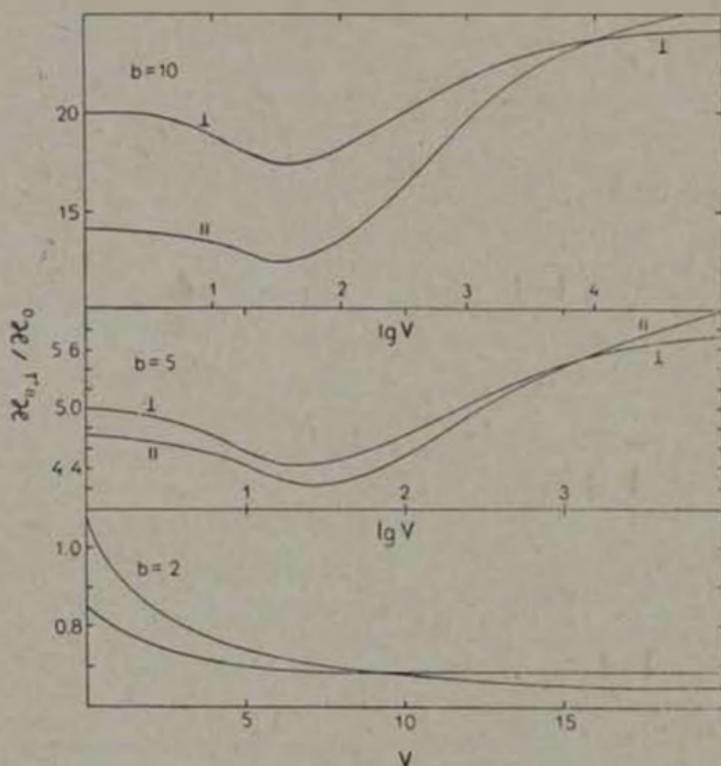


Рис. 5. Зависимость коэффициентов теплопроводности от степени поляризации вакуума V при нескольких значениях b .

В действительности ситуация является более сложной. Для типичных условий в поверхностных слоях нейтронных звезд, где магнитное поле меняется не сильно, с увеличением плотности вещества роль поляризации вакуума падает (рис. 1). В достаточно глубоких слоях с томсоновской теплопроводностью, где поляризация вакуума слаба (случай А), при $b \gg 2$, согласно точному расчету (9), продольная теплопроводность в 5 раз, а поперечная — в 2.5 раза меньше приведенных оценочных значений. В менее плотных слоях, где поляризация вакуума сильна (случай Б), при $b \gg 2$

продольная и поперечная теплопроводности (13) выравниваются, но остаются в 2 раза меньше оценочных значений. Тем самым, обычно используемые оценочные значения теплопроводности [5, 10, 11] несколько завышены, что должно приводить к заниженным значениям перепада температуры, приходящегося на слои с лучистой теплопроводностью.

При расчетах скорости остывания нейтронных звезд это, в свою очередь, может приводить (см., например, [10, 12, 13]) к завышенным значениям температуры поверхности на ранней стадии остывания, когда нейтринная светимость звезды много выше фотонной и падение температуры в центральных областях звезды не зависит от теплопроводящих свойств поверхностных слоев (эта стадия длится $10^1 \div 10^6$ лет, в зависимости от физических свойств вещества в центральных областях звезды и величин магнитного поля в поверхностных слоях; см., например, [12, 13]). На более поздней стадии остывания, когда доминирующей становится фотонная светимость, использование завышенных значений теплопроводности ведет к переоценке скорости остывания, т. е. к заниженным значениям поверхностных температур.

Значения теплопроводности важны и для изучения горения аккрецированного вещества в поверхностных слоях нейтронных звезд (см., например, [2]). Горение может быть взрывным или спокойным. Взрывной режим реализуется при достаточно плохой теплопроводности; взрывами аккрецированного вещества обычно объясняется активность вспыхивающих рентгеновских источников. Влияние магнитного поля на характер горения рассматривалось в [14]. В частности, согласно результатам [14], магнитное поле $\sim 10^{13}$ Гс на поверхности нейтронной звезды массы $1.4 M_{\odot}$ и радиуса 6.6 км при температуре в основании области горения $4 \cdot 10^8$ К и темпе аккреции 10^{12} г/с настолько увеличивает теплопроводность (т. е. теплоотвод) в области горения, что предотвращает появление вспышек (которые возможны при тех же условиях, но при $B = 0$). Однако в [14] использовались указанные завышенные значения теплопроводности в магнитном поле. Можно ожидать, что при использовании более точных значений теплопроводности влияние магнитного поля на режим горения будет более слабым.

Кроме того, лучистая теплопроводность определяет перенос тепла в аккреционных колонках или горячих пятнах на поверхности рентгеновских пульсаров (см., например, [3]), если оптическая толщина колонок или пятен достаточно велика. При построении моделей рентгеновских пульсаров следует учитывать, что в областях с сильной и слабой поляризацией вакуума лучистая теплопроводность может быть существенно различна.

Наконец, отметим, что поскольку теплопроводность зависит от магнитного поля, величина которого меняется по поверхности нейтронной звезды, то слои постоянной плотности могут не совпадать со слоями по-

стоянной температуры [15]. Тогда возникают течения вещества типа меридиональной циркуляции (см., например, [15]). Эти течения могут перемешивать вещество звезды (например, уносить аккрецированное вещество вглубь звезды, где оно может сгорать), а также влиять на магнитное поле. В силу различной теплопроводности в областях с сильной и слабой поляризацией вакуума, характер течений в этих областях может быть существенно различным.

Физико-технический
институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР

EFFECT OF VACUUM POLARIZATION BY MAGNETIC FIELD ON RADIATIVE THERMAL CONDUCTIVITY OF SURFACE LAYERS OF NEUTRON STARS

G. G. PAVLOV, D. G. YAKOVLEV

The radiative (Thomson) thermal conductivity is calculated for a non-relativistic non-degenerate plasma in a strong magnetic field B with allowance for polarization of electron-positron vacuum. The effect of the magnetic field is significant at $b = \hbar\omega_B/kT \geq 2$ (ω_B being the cyclotron frequency); in this case the vacuum polarization is important, if the temperature $T_0 \gtrsim 5 \rho^{3/2} B_{12}^{-1}$ (ρ is the density in g/cm^3). The vacuum polarization may change the thermal conductivities along and across the magnetic field, κ_{\parallel} and κ_{\perp} , by several times, the sign of the difference $\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}$ also being changed. In particular, $\kappa_{\parallel} \approx \kappa_{\perp} \approx (b^2/16) \kappa_0$ (where κ_0 is the conductivity at $B=0$) at $b \gg 2$ and $T_0 \gg 5 \rho^{1/2} B_{12}^{-1}$, whereas $\kappa_{\parallel} \approx \kappa_{\perp} / 2 \approx (b^2/40) \kappa_0$ at $b \gg 2$ and $T_0 \ll 5 \rho^{3/2} B_{12}^{-1}$. The performed calculations are required for constructing the models of X-ray pulsars as well as for investigating various phenomena concerned with heat transport in surface layers of neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 44, 1863, 1966.
2. P. C. Joss, Ap. J. Lett., 225, L123, 1978.
3. M. M. Basko, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 42, 311, 1975.
4. N. A. Silant'ev, D. G. Yakovlev, Astrophys. Space Sci., 71, 45, 1980.
5. J. Lodenquai, V. Canuto, M. Ruderman, S. Tsuruta, Ap. J., 190, 141, 1974.
6. Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев, Астрофизика, 13, 173, 1977.
7. А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гислин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.

8. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, ЖЭТФ, 76, 1457, 1979.
9. G. G. Pavlov, Yu. N. Gnedin, Sov. Sci. Rev.: Astrophys. Sp. Res., 3, 136, 1982.
10. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, Ap. J., 176, 739, 1972.
11. S. Tsuruta, In: "Phys. of Dense Matter", IAU Symp. No. 53, Ed. C. J. Hanson, 1974, p. 209.
12. G. Glen, P. Sutherland, Ap. J., 239, 671, 1980.
13. Д. Г. Яковлев, В. А. Урлин, Письма АЖ, 7, 157, 1981.
14. P. C. Joss, F. K. Li, Ap. J., 238, 287, 1980.
15. М. Шарушильд, Структура и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354

КОНВЕКЦИЯ В ВЫРОЖДЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. УРПИН

Поступила 6 июня 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что в вырожденных слоях звезд конвекция возникает при значительно меньших градиентах температуры, чем в невырожденных. Поэтому в вырожденных оболочках достаточно горячих нейтронных звезд (поверхностная температура $T_s > 10^6$ К) может не выполняться критерий конвективной устойчивости. Толщина конвективной зоны растет с увеличением T_s и может составлять несколько метров. Характерные конвективные скорости порядка 10^3 см/с.

1. *Введение.* Гидродинамические движения, которые могут возникать в вырожденных оболочках нейтронных звезд благодаря разного рода неустойчивостям, будут оказывать существенное влияние на эволюцию этих звезд и на их различные наблюдательные характеристики. Прежде всего, движения могут приводить к конвективному выносу энергии из глубоких слоев на поверхность и, следовательно, к изменению скорости остывания звезд. Гидродинамические движения могут также весьма эффективно перемешивать вещество в оболочке, что в свою очередь повлияет на скорость ядерного горения аккрецированного нейтронными звездами вещества, на параметры термоядерных взрывов и на условия их возникновения. Наличие движений будет существенно сказываться и на магнитных полях звезд, в частности мелкомасштабная турбулентность может способствовать более быстрому затуханию поля. Кроме того, нестационарные движения в околоповерхностных областях могут сопровождаться довольно быстрыми флуктуациями светимости или вспышками в фотосферах, аналогичными солнечным.

Вещество вырожденных оболочек состоит главным образом из практически свободных вырожденных электронов и невырожденных нерелятив-

вистских полностью ионизованных ионов с зарядовым числом Z и атомным номером A . Под вырожденной оболочкой мы будем подразумевать область, в которой плотность ρ изменяется в пределах от $\sim Z^2$ г/см³ (при меньших ρ нарушается условие идеальности вырожденного электронного газа) до $\sim 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ (при больших ρ в веществе могут появляться свободные нейтроны [1]). Температура T ограничена неравенством

$$T < T_F, \quad T_F = (\mu - mc^2)/k,$$

где $\mu = (m^2c^4 + c^2p_F^2)^{1/2}$ — энергия Ферми электронов, $p_F = \hbar(3\pi^2n_e)^{1/3}$ — фермиевский импульс, n_e — концентрация электронов, k — постоянная Больцмана.

Состояние ионов определяется газовым параметром $\Gamma = Z^2e^2/kTa$, $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, n_i — концентрация ионов. При $\Gamma < 1$ ионы образуют идеальный газ, при $1 < \Gamma < \Gamma_M$ — жидкость [2], а при $\Gamma > \Gamma_M \approx 150$ — кристалл [3]. Температура кристаллизации равна

$$T_M = Z^2e^2/a k \Gamma_M \approx 1.51 \cdot 10^3 Z^{5/3} (\rho_0/\mu_e)^{1/3} (150/\Gamma_M) \text{ К},$$

здесь $\rho_0 = \rho/10^8$ г/см³, $\mu_e = A/Z$.

В данной работе нами будет изучена возможность существования конвективных зон в вырожденных оболочках нейтронных звезд. Мы получим критерий конвективной неустойчивости в вырожденной плазме, учитывающий неидеальность ионного газа, и покажем, что в оболочках достаточно горячих нейтронных звезд даже при отсутствии ядерного горения могут возникать конвективные зоны. Будут оценены параметры этих зон и характерные скорость и масштаб конвективных движений.

2. *Критерий конвективной неустойчивости в вырожденной области.* Толщина вырожденной оболочки нейтронных звезд много меньше радиуса (см., например, [4]), поэтому мы можем рассматривать ее как плоский слой. Считаем, что ось z направлена вертикально вверх и все невозмущенные величины в оболочке зависят лишь от z -координаты. Ускорение силы тяжести $g = -GM/R^2(1 - R_g/R)$, $R_g = 2GM/c^2$, M и R — масса и радиус звезды. Будем рассматривать области, в которых не происходит энерговыделения из-за ядерных реакций, вязкости и т. д. В таких областях необходимым (но не достаточным) условием для возникновения конвекции является $ds/dz < 0$, s — энтропия единицы объема. Используя термодинамические соотношения, это условие можно записать как

$$\frac{dT}{dz} - \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} < 0, \quad \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} = \frac{\tilde{\epsilon}}{\rho c_p} \frac{d\rho}{dz},$$

$$\tilde{\epsilon} = - \left(\frac{\partial \ln \varphi}{\partial \ln T}\right)_n = \frac{T(\partial p_e / \partial T + \partial p_i / \partial T)}{\rho(\partial p_e / \partial \rho + \partial p_i / \partial \rho)}.$$
(1)

Здесь c_p — теплоемкость единицы массы при $p = \text{const}$, $\rho = p_e + p_i$ — полное давление, p_e и p_i — давление электронов и ионов соответственно. Таким образом, для определения адиабатического градиента температуры $(dT/dz)_{ad}$ необходимо знать ионное давление p_i и теплоемкость плазмы. При достаточно больших плотностях, характерных для оболочек нейтронных звезд и ядер белых карликов, возможно

$$T < 2.27 \cdot 10^5 Z^2 (\rho_a / \mu)^{1/3} \text{ К}$$

и параметр $\Gamma > 1$, т. е. ионы будут образовывать кулоновскую жидкость. Ионное давление и теплоемкости для этого случая вычислялись в работе [2]. Используя результаты [2], можно написать

$$c_{pi} = \frac{2.5k}{Am_p} \varphi(\Gamma), \quad \tilde{\epsilon} = \frac{n_i k T}{\rho (\partial p_e / \partial \rho)} \Phi(\Gamma),$$
(2)

m_p — масса протона, c_{pi} — ионная теплоемкость при $p = \text{const}$. Функции $\varphi(\Gamma)$ и $\Phi(\Gamma)$ рассчитывались нами численно и приведены на рис. 1.

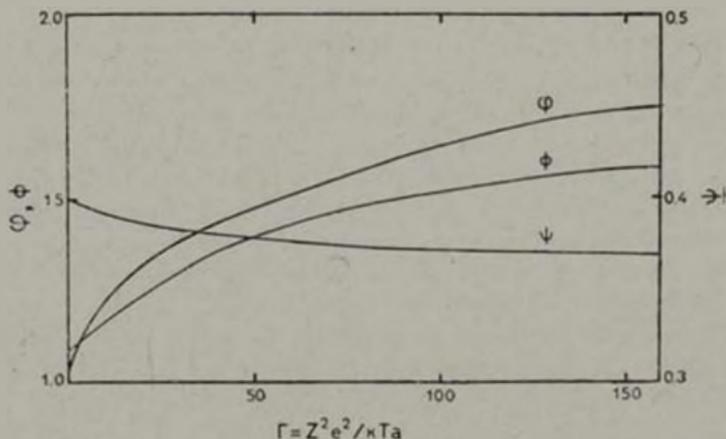


Рис. 1.

Отметим, что с помощью аппроксимирующих выражений для термодинамических величин, приведенных в [2], можно получить аналитические формулы для $\varphi(\Gamma)$ и $\Phi(\Gamma)$, однако они имеют очень громоздкий вид

и мы их приводить не будем. При вычислении δ мы пренебрегли в выражении (1) слагаемым $\partial p_e / \partial \rho_e$ по сравнению с $\partial p_e / \partial \rho_e$ (это справедливо, если $\rho_e \gg \rho_i$) и слагаемым $\partial p_e / \partial T$ по сравнению с $\partial p_e / \partial T$. Используя формулу для давления вырожденного электронного газа с температурными поправками, полученную в работе [5], нетрудно показать, что последнее оправдано при $(n_e k T / p_e) (mc / p_e)^4 (k T / mc^2)^2 \ll 1$.

Удельная теплоемкость ионов в вырожденном газе превосходит теплоемкость электронов и $c_p \approx c_{pi}$. Поэтому с помощью соотношения (2) условие конвективной неустойчивости (1) можно переписать в виде

$$\frac{dT}{dz} < \psi(\Gamma) \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dz}, \quad (3)$$

где $\psi(\Gamma) = 0.4 \Phi(\Gamma) / \varphi(\Gamma)$. Зависимость ψ от Γ изображена на рис. 1. Функция ψ оказывается очень медленно меняющейся; при изменении Γ от 0 до 150 она изменяется от 0.4 до 0.36. Поэтому везде и дальнейшем мы будем полагать $\psi \approx 0.37$. Тогда вместо (3) получим

$$\frac{d \ln T}{d \ln \rho} > 0.37. \quad (4)$$

В плазме с невырожденным электронным газом и с $\Gamma \ll 1$ в качестве условия неустойчивости мы получили бы $d \ln T / d \ln \rho > 2/3$, т. е. в вырожденных областях конвекция начинается при меньших градиентах температуры. Это видно и непосредственно из соотношений (1). В невырожденной плазме $\delta = 1$, а в вырожденной $\delta \sim n_e k T / p_e \ll 1$, и при одном и том же ускорении силы тяжести g адиабатический градиент температуры для вырожденной плазмы будет в $\sim (p_e / n_e k T)$ раз меньше, чем для невырожденной. Следовательно, вырождение электронов обеспечивает возникновение конвекции.

В некоторых случаях условие неустойчивости (3) удобно представить в несколько иной форме. Так как мы рассматриваем области, в которых не происходит энерговыделения, то градиент температуры можно определить из условия сохранения теплового потока $F: dT/dz = -F/\kappa$, κ — коэффициент теплопроводности. Для определения $d\rho/dz$ воспользуемся уравнением гидростатического равновесия: $dp/dz = -\rho g$. Если пренебречь ионным давлением, то $d\rho/dz = -\rho g / (dp_e/d\rho_e)$. Подставляя эти выражения в (3), получим

$$\frac{F}{\kappa} \frac{d\rho_e}{d\rho_e} > \frac{GM}{R^2} T \psi(\Gamma) \left(1 - \frac{R_g}{R}\right)^{-1}. \quad (5)$$

Как мы уже отмечали, условие (1) не является достаточным для развития конвекции. При учете конечных теплопроводности и вязкости среды

конвективные движения возникают, если реальный градиент температуры в звезде превосходит адиабатический на некоторую конечную величину, определяемую критическим числом Релея R_c (см., например, [6]), $R = L^3 \beta_g (\Delta \nabla T) / \nu \chi$, $\Delta \nabla T = \nabla T - (\nabla T)_{ad}$, L — характерный масштаб в оболочке нейтронной звезды, β_g — коэффициент теплового расширения, $\beta = -T^{-1} (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_p$, ν и χ — коэффициенты вязкости и температуропроводности соответственно. Точное значение критического числа Релея R_c зависит от граничных условий, однако оно всегда порядка 10^3 . Поскольку в рассматриваемых нами областях нейтронных звезд ионы являются невырожденными, а вязкость в основном определяется ион-ионными столкновениями, то для оценки ν можно пользоваться обычными формулами, получаемыми для невырожденной плазмы (см., например, [7]). Учитывая это, а также считая $L \sim \pi c^2 / \rho_0 m_p g$ [4], получим, что конвекция будет возникать уже при ничтожных превышениях адиабатического градиента ($\sim 10^{-15} (\nabla T)_{ad}$). Таким образом, достаточное условие образования конвективной зоны в оболочке нейтронной звезды мало отличается от необходимого.

Используя соотношение $(d \ln T / d \ln \rho)_{ad} = 0.37$ и считая, что ∇T в конвективной зоне приблизительно равен адиабатическому, нетрудно получить зависимость T от ρ в зоне:

$$(T/T_0) = (\rho/\rho_0)^{0.27}, \quad (6)$$

T_0 и ρ_0 — значения температуры и плотности на границе конвективной зоны.

3. Конвективные зоны в оболочках нейтронных звезд. Для определения границ конвективных зон необходимо знать ход температуры в оболочках нейтронных звезд. Изучению этого вопроса был посвящен ряд исследований (см., например, [4, 8]). В работе [8] был рассчитан ход температуры в областях с невырожденными и с вырожденными электронами. Авторы пришли к выводу об отсутствии конвективно неустойчивых областей в оболочках нейтронных звезд с поверхностными температурами в интервале от $7.7 \cdot 10^5$ до $2 \cdot 10^7$ К. Однако в вырожденной оболочке использовался критерий неустойчивости, справедливый лишь в идеальной невырожденной плазме, который является более жестким. Поэтому вывод [8] об отсутствии конвекции в нейтронных звездах является неверным. Кроме того, в работе [4] было показано, что в [8] использовалось неправильное в области релятивистского электронного газа значение коэффициента электронной теплопроводности, благодаря чему значения ∇T в оболочке получались сильно заниженными, особенно для горячих звезд. Увеличение градиента температуры в звезде, найденное в [4], также будет способствовать появлению конвекции.

На рис. 2 в качестве примера показана зависимость T^* от μ_e в оболочке, состоящей из чистого железа, построенная по результатам работ [4, 8]. Разные кривые соответствуют различным значениям поверхностной температуры T_e . При малых μ_e кривые обрываются на границе вырождения, где $\mu_e = 2.5kT$. Штрих-пунктирные линии соответствуют значениям $\Gamma = 1$ и $\Gamma = 150$, они разграничивают области идеального ионного газа, кулоновской жидкости и ионного кристалла. Используя неравенство (4), мы рассчитали нижнюю границу конвективной зоны (на рис. 2 она показана пунктирной линией). Везде в заштрихованной области вырожденной оболочки выполняется условие конвективной неустойчивости (1). Верхняя граница конвективной зоны, по-видимому, находится в области с $\mu_e \sim kT$ и для ее определения требуются более детальные численные расчеты.

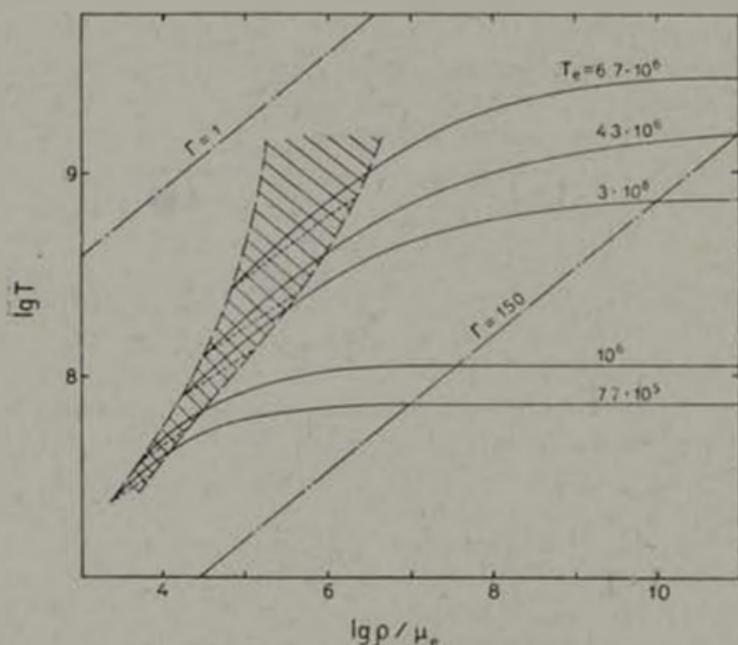


Рис. 2.

Отметим также, что в невырожденных слоях не слишком горячих нейтральных звезд тяжелые атомы будут ионизованы не полностью. Поэтому возможно образование внешних конвективных зон, обусловленных частичной ионизацией и аналогичных конвективным зонам белых карликов (см., например, [9]). Это обстоятельство не было принято в расчет авторами работы [8] и их вывод об отсутствии конвекции в невырожденной оболочке

ке является не слишком убедительным. На поздних стадиях эволюции нейтронных звезд такие зоны могут существенным образом влиять на зависимость центральной температуры от поверхностной.

Предполагая, что верхняя граница конвективной зоны расположена при $\mu \approx kT$, мы построили кривые, описывающие ход температуры в зоне (показаны на рис. 2 точками). Видно, что наличие конвекции приводит к понижению внутренней температуры звезд при заданной поверхностной температуре.

Оценим теперь характерные масштабы и скорости конвективных движений. Плотность в оболочке нейтронной звезды зависит от глубины H по закону [4]

$$\frac{\rho}{\rho_e} = \left| \frac{H(H + 2H_R)}{H_R^2} \right|^{3/2}, \quad (7)$$

$$H_R = \frac{mc^2}{\mu_e m_{\rho K}} = 1.71 \cdot 10^3 \frac{R^2}{M} \left(\frac{2.15}{\mu_e} \right) \left(1 - 0.3 \frac{M}{R} \right) \text{ см},$$

$R = R/10^6$ см, $M = M/2 \cdot 10^{33}$ г. Используя это соотношение и рис. 2, легко построить зависимость толщины конвективной зоны ΔH , в звезде с железной оболочкой от поверхностной температуры T_e . Эта зависимость приведена на рис. 3. Видно, что толщина конвективной зоны быстро растет с увеличением T_e и при $T_e \sim 10^7$ К она порядка H_R . Максимально возможный масштаб конвективных ячеек в зоне будет примерно совпадать с ΔH , и будет составлять несколько метров.

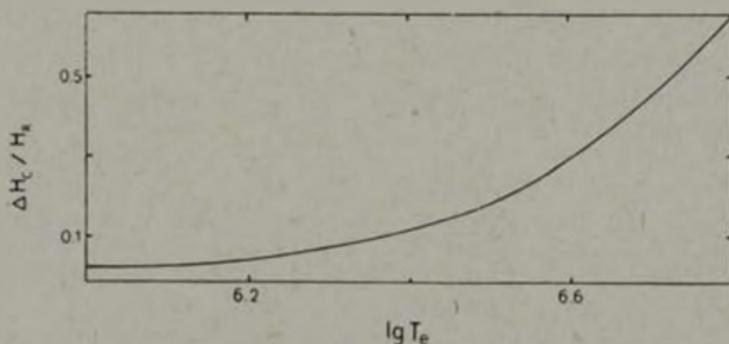


Рис. 3.

Скорость конвективных движений в вырожденной оболочке можно оценить по «теории длины перемешивания» (см., например, [9, 10]). В соответствии с этой теорией скорость конвективного элемента v определяется кинетической энергией, которую элемент получает благодаря рабо-

те силы плавучести на пути l , l — так называемая «длина перемешивания». Несложные вычисления дают оценку

$$v^2 \sim F^2 \left(\frac{Z}{T} \right) (\Delta \nabla T), \quad (8)$$

$|\nabla T|_{\text{ад}} \sim \rho g / c_p$. Величина $(\Delta \nabla T)$ определяется двумя процессами: отклонением ∇T от $(\nabla T)_{\text{ад}}$ благодаря теплопроводности (характерное время этого процесса $\tau_c \sim l^2 \rho c_p / \chi$) и приближением ∇T к $(\nabla T)_{\text{ад}}$ благодаря конвективному переносу энергии (характерное время $\sim l/v$). Поэтому в стационарном состоянии при $\tau_c \gg l/v$ по порядку величины будет $(\Delta \nabla T) \sim (l/v \tau_c) (\nabla T)_{\text{ад}}$. Подставляя это выражение в (8), получим следующую оценку для скорости $v \sim l (\rho g / c_p \tau_c)^{1/3} (\Delta \nabla T)^{1/3}$. В качестве «длины перемешивания» в этой формуле мы должны использовать толщину конвективной зоны ΔH_c , тогда выражение для v можно переписать как

$$v \sim 10^3 \left(\frac{\Delta H_c}{H_R} \right)^{1/3} \left(\frac{T_b \bar{\chi}}{R^2 Z} \right)^{1/3} \left(1 + \frac{\chi^{(r)}}{\chi^{(e)}} \right)^{1/3} \left(1 - 0.3 \frac{\bar{\chi}}{R} \right)^{-1/3} \bar{\chi}^{-1/3} \text{ см/с.} \quad (9)$$

Здесь $T_b = T/10^8$ К, $\chi^{(r)}$ и $\chi^{(e)}$ — лучистая и электронная теплопроводность, $\bar{\chi} = \rho g / \rho_c$. Для $\chi^{(e)}$ использовалось выражение, полученное в работе [11]. Характерное время жизни конвективных ячеек $t_0 \approx l/v$ будет

$$t_0 \sim 10^{-2} \left(\frac{\Delta H_c}{H_R} \right)^{2/3} \left(\frac{R^2}{\bar{\chi}} \right)^{1/3} \left(1 - 0.3 \frac{\bar{\chi}}{R} \right)^{1/3} \left(\frac{Z}{T_b} \right)^{1/3} \left(1 + \frac{\chi^{(r)}}{\chi^{(e)}} \right)^{-1/3} \bar{\chi}^{1/3} \text{ сек.} \quad (10)$$

Нетрудно также оценить поток тепла F_c , переносимого конвективными движениями:

$$F_c \sim \rho c_p l v (\Delta \nabla T) \sim \rho g \chi / c_p.$$

По порядку величины F_c совпадает с полным тепловым потоком F , выходящим из звезды (более точная оценка затруднена из-за грубого характера «теории длины перемешивания»).

Полученные нами выводы о наличии и размерах конвективных зон в оболочках нейтронных звезд останутся справедливыми и для звезд, обладающих не слишком сильными магнитными полями. Как было показано Чандрасекаром [6], магнитное поле изменяет критическое число Релея R_c , при котором начинается конвекция. По порядку величины R_c становится равным $B^2 \rightarrow L^2 / \rho c^2$, B — напряженность магнитного поля, c — проводимость плазмы. Из условия $R > R_c$ находим, насколько гра-

диент температуры в звезде должен превышать адиабатический для возникновения конвекции:

$$|\Delta \nabla T| > B^{-2} \mu / \rho^2 c^2 L^2 g^2.$$

Пока $|\Delta \nabla T / (\nabla T)_{\text{ад}}| \ll 1$ или $B^{-2} \mu / \rho^2 c^2 L^2 g^2 \ll 1$ необходимо лишь малое превышение $(\nabla T)_{\text{ад}}$. При параметрах, типичных для нейтронных звезд, последнее неравенство выполняется, если $B \lesssim 10^{10}$. Для звезд с такими полями полученные нами оценки размеров конвективных зон остаются справедливыми. В звездах с $B \gtrsim 10^{11}$ Гс характер конвекции может отличаться от рассмотренного и полученные нами выводы могут быть неверны.

4. *Обсуждение результатов.* По-видимому, на ранних стадиях эволюции нейтронные звезды разогреются до весьма высоких температур. Так, по расчетам [8] поверхностная температура T_s превышает 10^8 К в течение примерно первых 10^4 лет. Как видно из рис. 2 все это время нейтронная звезда будет обладать развитой конвективной зоной, которая скажется и на скорости остывания, и на различных наблюдательных характеристиках (благодаря близости зоны к поверхности). Кроме того, нейтронные звезды часто входят в состав двойных систем и с невырожденного компаньона на них происходит перетекание вещества. Аккрецируемое вещество может со временем оказаться в достаточно глубоких вырожденных слоях, где оно будет гореть в ядерных реакциях. Поэтому не исключено, что и «старые» нейтронные звезды будут иметь высокую поверхностную и внутреннюю температуры и обладать развитыми конвективными зонами.

В горячих звездах толщина невырожденного слоя, расположенного над конвективной зоной, мала по сравнению с толщиной зоны, поэтому мощные конвективные движения обязательно проявят себя на поверхности. Одним из возможных проявлений конвекции в звездах с магнитным полем будут быстрые (со временем $\sim t_0$) локальные (с масштабом порядка ΔH_s) изменения магнитного поля на поверхности. Если нейтронная звезда является рентгеновским пульсаром и на нее происходит аккреция, то такие изменения поля будут приводить к флуктуациям характеристик рентгеновского излучения (интенсивности, направленности). Другим возможным проявлением конвекции будет наличие у горячих нейтронных звезд вспышечной активности, аналогичной наблюдаемой у звезд типа UV Cet и TTau (см., например, [12]). Возможно, что такого рода вспышки будут проявляться в гамма- и рентгеновском диапазонах. Невырожденные звезды с поверхностными конвективными зонами обычно также обладают хорошо развитыми коронами и из них происходит интенсивное истечение вещества благодаря звездному ветру. Подобные же явления, только еще более усиленные, обязательно будут сопутствовать конвекции и в ней-

тронных звездах. Наиболее ярко они будут проявляться на самых ранних стадиях эволюции.

Конвекция в вырожденной оболочке нейтронной звезды может быть существенна и при рассмотрении моделей термоядерных взрывов, которые связывают со вспышками бастеров. При взрыве на фронте тепловой волны, движущейся к поверхности, возникают большие градиенты температуры и условие конвективной устойчивости может не выполняться. Нестационарные конвективные движения будут сглаживать фронт тепловой волны еще до снятия вырождения с электронного газа. Благодаря этому увеличение светимости звезды при термоядерной вспышке может происходить более плавно, чем в отсутствие конвекции.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

CONVECTION IN DEGENERATE ENVELOPES OF NEUTRON STARS

V. A. URPIN

A condition of the convective instability in the degenerate layers of neutron stars is derived. It is shown that in the degenerate layers the lesser temperature gradient is necessary for convection than in non-degenerate ones. Thanks to this fact the extensive regions may undergo convection in the envelopes of the hot sufficiently neutron stars (of surface temperature $T_s > 10^6$ K). At the early stage of evolution a thickness of the convective zone can reach ~ 10 m and the characteristic convective velocity is of the order of 10^3 cm/s.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Baym, C. J. Pethick, P. Sutherland, *Ap. J.*, 170, 249, 1971.
2. J. P. Hansen, *Phys. Rev.*, 8A, 3096, 1973.
3. E. L. Pollock, J. P. Hanson, *Phys. Rev.*, 8A, 3110, 1973.
4. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 15, 647, 1979.
5. Д. К. Надежин, *Научные информации, Астросвет АН СССР*, 32, 3, 1974.
6. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, 1961.
7. С. И. Бразинский, в сб. «Вопросы теории плазмы», Госатомиздат, вып. 1, 1963.
8. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 41, 1863, 1966.
9. K. H. Bohm, J. Cassinelli, *Astron. Astrophys.*, 12, 21, 1971.
10. К. Н. Боhm, *Astrophys. Space Sci.*, 2, 375, 1968.
11. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 57, 526, 1980.
12. Р. Е. Гершберг, в сб. «Эруптивные звезды», ред. А. А. Боярчук и Р. Е. Гершберг, Наука, М., 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.3—85+524.82

ГАЛАКТИЧЕСКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ — ТЕСТ ДЛЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Б. В. ВАГНЕР, Ю. А. ЩЕКНИНОВ

Поступила 13 мая 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Рассмотрен вопрос об изменении содержания дейтерия в процессе галактической эволюции. Показано, что наблюдаемое в современной межзвездной среде количество дейтерия должно соответствовать его космологическому содержанию. Этот вывод не зависит от предположения о скорости аккреции межгалактического газа Галактикой. Изменение количества дейтерия гипотетическими догалактическими сверхмассивными объектами мало. Отмечается важность наблюдений дейтерия в радиолинии D ($\lambda = 91.6$ см) в поглощении.

1. *Введение.* В последнее время все большее внимание астрофизиков привлекает исследование космологических моделей, отличных от стандартной горячей [1—4]. Выход легких элементов во всех этих моделях Вселенной в той или иной степени отличается от соответствующих величин в стандартной модели, которая при плотности вещества $\rho < 7 \cdot 10^{-31}$ г/см³ обеспечивает обилия ⁴He, ³He, D, в целом согласующиеся с наблюдениями. Космологические модели с недопроизводством (или перепроизводством) легких элементов строятся в надежде на то, что эволюционные процессы в Галактике восполнят их недостаток (или уничтожат избыток). В связи с этим особую остроту приобретает вопрос об изменении обилий этих элементов в процессе галактической эволюции и о сопоставлении результатов расчетов с наблюдательными данными.

Содержание ⁴He в однородных изотропных горячих моделях слабо зависит от величины удельной энтропии. И даже в «теплых» моделях выход ⁴He не нарушает границ, допустимых наблюдениями [5]. Правда, при слишком малом значении удельной энтропии соответствие ⁴He с наблюдениями достигается лишь при весьма специфических начальных условиях.

[6]. В анизотропных однородных космологиях выход ${}^4\text{He}$ согласуется с наблюдаемым при определенном выборе параметра анизотропии [7]. В неоднородных же анизотропных моделях среднее содержание ${}^4\text{He}$, соответствующее наблюдениям, достигается при более широком наборе параметров [4]. Таким образом, ${}^4\text{He}$ не может являться достаточно критичным тестом для выбора адекватной картины Мира.

В противоположность этому, дейтерий значительно более чувствителен к условиям в ранней Вселенной. Например, в стандартной модели выход D согласуется с наблюдениями лишь при малой плотности вещества $\rho < 7 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^3$ ($H = 50 \text{ км/с Мпс}$): в «теплых» моделях его получается слишком мало. Так, если удельная энтропия $n_1/n_b < 10^9$, $X_{\text{D}} < 10^{-5}$ [5, 8]. Если же удельная энтропия слишком мала, то дейтерия может получиться много, согласно грубым оценкам вплоть до $X_{\text{D}} \approx 10^{-2}$ [6, 9]. Но в настоящее время отсутствуют расчеты выхода D в холодных моделях, поэтому последняя величина представляется сомнительной. Массовая концентрация дейтерия в неоднородной Вселенной с анизотропной изначальной стадией расширения превышает 10^{-2} , что почти на три порядка больше наблюдаемой величины [4].

По-видимому, дейтерий действительно является своеобразным камнем преткновения — любая попытка отойти от стандартной модели ведет к заметному отклонению предсказываемого содержания D от наблюдаемого. Возникает вопрос: способна ли дальнейшая галактическая эволюция (или предполагаемые активные процессы на предгалактической стадии) сгладить это противоречие (см., например, [10–12])? Эту проблему рассматривал Ривс [13]. Он пришел к выводу, что дейтерий слабо эволюционирует за время жизни Галактики. Однако, в связи с накоплением новых наблюдательных данных и теоретических представлений об эволюции Галактики и галактических объектов (сюда относятся, например, наблюдательные подтверждения взаимодействия Галактики с межгалактическим газом, новые расчеты продукции легких элементов сверхновыми, оценки влияния активных фаз эволюции Галактики на содержание легких элементов) возникла необходимость в пересмотре выводов работы [13].

Ниже мы рассмотрим все видимые на сегодняшний день пути изменения космологического содержания дейтерия (звездная эволюция, взрывы сверхновых, активность галактического ядра, нуклеосинтез в предгалактических сверхмассивных объектах и т. д.), в двух предельных случаях: а) приток массы межгалактического вещества в Галактику пренебрежимо мал; б) масса аккрецируемого межгалактического вещества сравнима с массой газовой составляющей Галактики. В результате будет показано, что в том и другом случаях наблюдаемое в настоящее время содержание дейтерия не более чем в 2–3 раза отличается от его содержания в догалактиче-

ском веществе. Поэтому дейтерий может служить тестом для выбора космологических моделей, что увеличивает актуальность дальнейших наблюдений его распространенности в Галактике.

2 Дейтерий может выгорать в звездах за счет реакции $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. Тогда наблюдаемое обилие ${}^3\text{He}$ в атмосферах звезд дает верхнюю границу содержания дейтерия в дозвездном веществе. К сожалению, ${}^3\text{He}$ наблюдался только в солнечной атмосфере, причем ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Наблюдения однократно ионизованного ${}^3\text{He}$ в межзвездной среде по линии 3.46 см дают верхнюю границу ${}^3\text{He}/\text{H} < 4 \cdot 10^{-5}$ [13]. В настоящее время мы имеем слишком мало информации для того, чтобы делать окончательные заключения о распространенности ${}^3\text{He}$ в Галактике. Можно лишь указать на тот факт, что начальное содержание дейтерия в протосолнечном газе во всяком случае не превышало $\text{D}/\text{H} < 10^{-4}$. С другой стороны, звезды ниже класса В7, которые выжигают дейтерий в процессе своей эволюции, эжектируют в межзвездную среду слишком мало вещества, чтобы заметно изменить ее химсостав [26]. Значительное увеличение содержания дейтерия за счет разрушения ядер ${}^4\text{He}$ в период активных фаз эволюции Галактики или в результате синтеза в ударных волнах представляется маловероятным в связи с возникающими энергетическими трудностями [11, 23, 25] (подробнее см. в [10]).

В некоторых работах предполагается, что догалактическое вещество было предварительно обогащено тяжелыми элементами, эжектируемыми гипотетическими сверхмассивными объектами. Это предположение связано с наличием заметного количества тяжелых элементов в самых старых звездах Галактики. В свою очередь, предгалактический нуклеосинтез может привести к заметному изменению содержания дейтерия по сравнению с космологическим [14]. На наш взгляд, необходимости в такой гипотезе нет. Если догалактическое вещество не содержало тяжелых элементов, то согласно расчетам [15] массы первых звезд были достаточно велики ($\approx 20 M_{\odot}$). Такие звезды быстро эволюционируют, за время $t \approx 10^5$ лет, значительная часть их превращается в сверхновые и обогащает окружающее вещество тяжелыми элементами. Принимая продолжительность процесса образования первых звезд $t_* \approx 10^6$ лет (джинсовское время, соответствующее начальной плотности в протогалактике, $\rho = 10^{-20}$ г/см³) и химический состав вещества сбрасываемых оболочек подобным современному, можно получить массовую концентрацию тяжелых элементов $Z \approx 10^{-4}$. Отсюда, для доли вещества Галактики, прошедшего через сверхновые первого поколения, получим верхнюю оценку $\alpha < 0.01$.

В работе [16] рассматривалась возможность получения дейтерия разрушением ядер ${}^4\text{He}$ энергичными космическими лучами, которые генери-

руются «праквазарами» при красных смещениях $z \approx 200-400$. Требуемое энерговыделение $\epsilon_D \approx 6 \cdot 10^{18}$ эрг/г. Но для того, чтобы получить всю наблюдаемую массу Fe в Галактике, требуется всего $\epsilon_{Fe} \approx 10^{16}$ эрг/г. Как показывают расчеты [17], в сверхмассивных объектах синтезируется достаточно много тяжелых элементов, поэтому можно ожидать, что предполагаемое в [16] энерговыделение приведет к перепроизводству Fe по сравнению с наблюдениями.

3. а) *Ограничения на изменение содержания дейтерия взрывами сверхновых.* В этом разделе мы будем предполагать, что масса межгалактического газа, аккрецированного Галактикой за время ее жизни, меньше наблюдаемой массы ее газовой составляющей ($\sim 10^9 M_\odot$). Это означает, что наблюдаемый в настоящее время химсостав является результатом переработки первичного вещества в процессе эволюции Галактики. За исключением солнечной системы, все имеющиеся наблюдения D относятся к межзвездному газу, поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только эволюцию газовой составляющей Галактики (в звездах дейтерий не наблюдался). Процент вещества, прошедшего через стадию звезд, в том числе и сверхновых, должен быть значительным, поскольку массовая концентрация тяжелых элементов в газе $Z \approx 0.02$ [18]. Долю вещества, прошедшего через сверхновые, можно оценить, сравнивая содержание железа в космических лучах, которые имеют химсостав, подобный химсоставу вещества сверхновых, со средним космическим. Содержание Fe в космических лучах примерно совпадает с его содержанием в солнечной системе [19]. Однако, в сравнении со средним космическим, железа в космических лучах в 5—20 раз больше [20, 21]. Отсюда можно сделать вывод, что не более 5—20% вещества Галактики прошло через сверхновые. Действительно, в процессе распространения в межзвездной среде ядра железа разрушаются. Согласно [22], полное сечение разрушения ядер ^{56}Fe при энергии ~ 600 Мэв составляет $\sigma_{Fe} = 600$ мб. Толщина водорода, необходимая для разрушения 60% ядер, $x = \rho/\sigma_{Fe} N_H = 2.5$ г/см², что несколько меньше значения ($x_0 = 3 \div 5$ г/см²), обычно принимаемого при исследовании распространения космических лучей [19].

Близкую оценку доли вещества, прошедшего через сверхновые, можно получить из энергетических соображений. Энергия связи устойчивого изотопа ^{56}Fe составляет $E = 60$ Мэв, поэтому, принимая для энергии взрыва сверхновой II типа $E = (3 \div 10) \cdot 10^{50}$ эрг, получим полное количество ядер ^{56}Fe , производимое одной сверхновой: $N_{Fe} = E/E = (3 \div 10) \cdot 10^{51}$. Для массы сброшенной оболочки $M_{SN} = 10 M_\odot$ получим верхнюю оценку для отношения ^{56}Fe к водороду (по числу атомов) $\text{Fe}/\text{H} = (3 \div 10) \cdot 10^{-4}$, что близко к наблюдаемому в космических лучах. Итак, доля вещества, прошедшего через сверхновые, во всяком случае не меньше, чем 2—10%.

С другой стороны, эта величина не может заметно превышать 0,1, т. к. в спектре масс звезд массивные звезды ($M > 10 M_{\odot}$), которые могут превращаться в сверхновые второго типа, составляют примерно 10%. Приведенные выше оценки указывают на то, что взрывы сверхновых могут лишь незначительно уменьшить содержание космологического дейтерия. Заметное увеличение содержания этого элемента также представляется маловероятным [13, 23—25]. Один из последних расчетов производства дейтерия в результате взаимодействия нейтринного потока от коллапсирующего ядра сверхновой с веществом оболочки выполнен в работе [35]. Максимальное значение массовой концентрации D в оболочке не превышает 10^{-5} , т. е. вклад этого процесса в обогащение межзвездной среды дейтерием составляет $\Delta X \sim 10^{-6}$.

6) *Ограничения на изменение содержания дейтерия звездами.* Вообще говоря, количество вещества, эжектируемого звездами, сравнимо с массой газовой составляющей Галактики [26]. Химсостав сбрасываемого вещества может сильно отличаться от первичного. Но большая часть эжектируемого вещества обеспечивается истечением из оболочек звезд классов ОВ. Согласно существующим представлениям, конвекции в этих звездах развита слабо, поэтому химический состав их оболочек близок к составу вещества, из которого эти звезды образуются. С другой стороны, звезды, у которых вследствие конвекции дейтерий полностью выгорает (ниже класса В7), поставляют в межзвездную среду малое количество вещества. В результате этого звездная эволюция не приводит к заметному изменению содержания дейтерия в межзвездной среде по сравнению с догалактическим обилием.

4. В предыдущем разделе мы пренебрегали аккрецией межгалактического вещества на Галактику, однако простые оценки показывают, что приток вещества из межгалактического пространства может быть значительным. Действительно, темп аккреции можно оценить как

$$\dot{M} = 4\pi \rho_{\text{ин}} r^2 V \quad (\text{г/с}),$$

где $\rho_{\text{ин}}$ — плотность межгалактического газа; $r = 15$ кпс — аккреционный радиус галактики, $V = (2GM_r/r)^{1/2}$ — параболическая скорость, M_r — масса галактики. Принимая $\rho_{\text{ин}} = 10^{-28} - 10^{-29}$ г/см³, $M_r = 2 \cdot 10^{11}$ г, получим $\dot{M} = (0,1 - 1) M_{\odot}/\text{год}$. Близкая оценка получена в [27] из анализа наблюдений высокоскоростных облаков: $\dot{M} = 3M_{\odot}/\text{год}$. Следовательно, за время жизни Галактики приток массы может составить $(1 - 3) \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Натекающий межгалактический газ может быть обогащен тяжелыми элементами, в частности, железом, за счет эжекции

вещества из галактик. Например, в [28] показано, что обилие железа в этом газе может достигать $Fe/H = 3 \cdot 10^{-5}$. Учет аккреции газа с таким химическим составом не меняет выводов раздела 3а. В другом предельном случае, когда межгалактический газ имеет первичный химический состав, оценки доли вещества, прошедшего через сверхновые, должны быть изменены: эта доля должна быть выше, по крайней мере в 2—5 раз, чтобы обилие железа соответствовало наблюдаемому значению этой величины. При этом количество дейтерия, первоначально вошедшего в Галактику, может быть значительно уменьшено за счет выгорания. Но, благодаря аккреции межгалактического газа, его содержание будет восполняться, и в результате в настоящее время наблюдаемое отношение D/H должно быть близко к догалактическому.

5. *Атомарный дейтерий* наблюдался в межзвездной среде по линиям $L_2 - L$ в спектрах поглощения быстро движущихся звезд [29]. Авторы оценивают обилие дейтерия величиной $D/H \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$. Близкую величину получают из наблюдений поглощения ультрафиолетового излучения звезд молекулами HD [30]. Однако эти значения характеризуют содержание дейтерия лишь в локальной области порядка 100—200 пс. Наблюдения дейтерия в радиолиниях позволяют оценить его содержание в значительно более широкой области. В туманности Ориона по наблюдениям на частотах 72 и 145 ГГц DCN с учетом химического фракционирования для содержания дейтерия была получена следующая оценка: $D/H \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ [31]. Следует отметить, что значительная часть дейтерия находится в межзвездной среде в атомарном состоянии. Поэтому наиболее обширную информацию о распределении дейтерия в Галактике в целом (но не в отдельных плотных облаках) можно получить из наблюдений в сверхтонкой структуре основного состояния D ($\lambda = 91.6$ см) и поглощении. Такие измерения производились в направлении на галактический центр [32, 33] и на Сас А [34]. В работах [32, 33] получена верхняя граница $D/H < 3.5 \cdot 10^{-4}$, в работе [34] — $D/H < 7 \cdot 10^{-5}$. Перечисленные выше результаты, а также наблюдения D в солнечной системе показывают, что в разных областях Галактики обилие D не превосходит 10^{-4} и более вероятное значение $D/H \approx (1 - 3) \cdot 10^{-5}$. Эта величина близка к значению D/H в стандартной модели Вселенной с малой плотностью вещества [5].

Если дальнейшие наблюдения дейтерия в различных направлениях не обнаружат $D/H \gg 10^{-5}$, то космологические модели, в которых имеет место перепроизводство дейтерия (см., например, [4]), следует признать неудовлетворительными. С другой стороны, как пока-

зывают расчеты [10, 13, 23, 24], в процессе эволюции Галактики содержание дейтерия не может заметно увеличиваться. С этой точки зрения космологические модели, в которых $D/H < 10^{-5}$, являются противоречащими наблюдениям.

В этой связи очевидна необходимость дальнейшего уточнения содержания дейтерия в Галактике. Поскольку, как показано выше, в процессе галактической эволюции количество дейтерия значительно измениться не может, такие наблюдения будут иметь большое значение для анализа ранних этапов эволюции Вселенной.

На наш взгляд, одной из возможностей уточнения D/H являются новые наблюдения поглощения в направлении Cas A в линии 91.6 см. Это представляется возможным в связи с недавними наблюдениями поглощения в линии 11.5 м ^{14}N , для которой получено значение оптической толщины $\tau_N = 2 \cdot 10^{-1}$ (см. [18], стр. 226). Для линии $\lambda = 91.6$ см значение оптической толщины $\tau_D = \tau_N$ при $D/H = 10^{-5}$ и $N/H = 8 \cdot 10^{-5}$. Тот факт, что оптическая толщина в линии ^{14}N $\lambda = 11.5$ м в этом направлении оказывается столь высокой, может свидетельствовать о наличии достаточно плотных областей межзвездного газа на луче зрения. Такая же возможность не исключается и для других дискретных радиоисточников, например Tau A и DR4, для которых условия наблюдения в линии D $\lambda = 91.6$ см являются наиболее благоприятными: достаточно большой поток радиоизлучения и сравнительно большие расстояния до них.

Таким образом, как было показано выше, количество дейтерия в межзвездной среде отражает его космологическое содержание. В связи с этим особую актуальность приобретают дальнейшие наблюдения в линии 91.6 см.

Авторы благодарны А. А. Сучкову за обсуждение работы и полезные замечания.

Ростовский государственный
университет

GALACTIC DEUTERIUM AS A TEST OF COSMOLOGICAL MODELS

B. V. VAINER, Yu. A. SHCHEKINOV

The influence of Galactic evolution on the deuterium abundance is considered. We show that observable interstellar deuterium is cosmological. This conclusion is independent of the rate of accretion of inter-

galactic gas by Galaxy. The effect of hypothetical pregalactic active objects on cosmological deuterium is small. New observations of interstellar deuterium in absorption at $\lambda = 91.6$ cm are significant.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. J. Carr, M. J. Rees, *Astron. Astrophys.*, 61, 705, 1977.
2. B. J. Carr, *M. N.*, 181, 293, 1977.
3. E. Saar, Preprint A-5, Tartu Obs., 1979.
4. O. V. Drygakova, L. M. Ozernoj, N. V. Polikhov, B. V. Valner, *Astron. Astrophys.*, 98, 57, 1981.
5. R. V. Wagoner, *Ap. J.*, 179, 343, 1973.
6. M. Kaufman, *Ap. J.*, 160, 459, 1970.
7. K. Thorne, *Ap. J.*, 148, 51, 1967.
8. B. J. Carr, Proc. 4-th EPS Gen. Conf., Chapl. 4, 1979, p. 220.
9. B. J. Carr, *Astron. Astrophys.*, 60, 13, 1977.
10. D. N. Schramm, R. V. Wagoner, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 27, 37, 1977.
11. Л. М. Озерной, В. В. Черномордик, *Астрон. ж.*, 52, 1156, 1975.
12. S. A. Calgate, *Ap. J., Lett.*, 181, L53, 1973.
13. H. Reeves, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 12, 437, 1974.
14. H. Reeves, J. Audouze, W. Fowler, D. Schramm, *Ap. J.*, 179, 909, 1973.
15. J. Silk, *Ap. J.*, 211, 648, 1977.
16. R. I. Epstein, *Ap. J.*, 212, 595, 1977.
17. R. Wagoner, *Ap. J., Suppl. ser.*, 18, 247, 1969.
18. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, М., 1979.
19. P. Meyer, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 7, 1, 1969.
20. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, ч. 2, Мир, М., 1974, стр. 48.
21. В. А. Гинабург, *Теоретическая физика и астрофизика*, М., 1975.
22. G. M. Raitsev, F. Upton, *Spat. Nucl. Reactions*, Dordrecht, 1976, p. 83.
23. R. I. Epstein, W. D. Arnett, D. N. Schramm, *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 111, 1976.
24. В. Э. Гольдберг, В. М. Чечеткин, *Астрон. ж.*, 53, 782, 1976.
25. Ю. К. Мелик-Алавердян, *Астрофизика*, 10, 123, 1974.
26. С. Р. Поташ, в сб. «Космическая газодинамика» под ред. С. Б. Пикельнера, Мир, М., 1972, стр. 313.
27. Я. Янисте, Э. Саар, *Письма АЖ*, 3, 9, 1977.
28. Y. Rephaeli, *Ap. J.*, 225, 335, 1978.
29. J. R. Rogerson, D. G. York, *Ap. J., Lett.*, 186, L95, 1973.
30. L. Spitzer, E. Jenkins, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 133, 1975.
31. R. V. Soloman, N. Y. Woolf, *Ap. J., Lett.*, 173, L313, 1973.
32. D. A. Csesarsky, A. T. Moffet, J. M. Pasachoff, *Ap. J., Lett.*, 180, L1, 1973.
33. J. M. Pasachoff, D. A. Csesarsky, *Ap. J.*, 193, 65, 1974.
34. S. Weinreb, *Nature*, 193, 367, 1962.
35. G. V. Domogatsky, P. A. Erumzhyan, D. K. Nadyozhn, *Astrophys. Space Sci.*, 58, 273, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 52:536

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ И ДВОЙСТВЕННОСТИ НА ЧАСТОТУ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ОДНОРОДНОЙ ЗВЕЗДЫ

К. А. СИДОРОВ

Поступила 9 июня 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Выведено уравнение малых адиабатических радиальных колебаний твердотельно вращающейся звезды. Полученное уравнение применяется в частном случае однородной звезды. Учитываются возмущения порядка Ω^2 и рассматриваются все радиальные моды. Показано, что частоты радиальных колебаний вращающейся звезды меньше соответствующих частот невращающейся звезды той же массы. Отношения периодов обертонов изменяются очень мало. Приливные силы не изменяют частоты радиальных пульсаций.

1. *Введение.* В предыдущей работе автора [1] рассматривалось влияние вращения на частоту основной моды радиальных колебаний политропной звезды. При этом использовался метод Чандрасекара [2, 3], который оказывается неприменим при индексе политропы $\mu \leq 1$. Следовательно, остался неисследованным интересный случай однородных конфигураций. В данной статье мы рассмотрим однородную звезду.

Формула

$$\sigma_0^2 = \frac{4}{3} \pi G \rho_0 \left[\frac{1}{2} \gamma m(m+1) - 4 \right], \quad m = 2, 4, 6, \dots \quad (1)$$

полученная Стерне [4], дает выражение для частот всех радиальных мод однородной невращающейся звезды. Здесь ρ_0 — плотность звезды, γ — отношение удельных теплоемкостей. Выражение частоты основного тона радиальных колебаний твердотельно вращающейся звезды было получено виртуальными методами [5, 6]:

$$\sigma^2 = (3\gamma - 4) \frac{4}{3} \pi G \rho_0 + \frac{2}{3} (5 - 3\gamma) \Omega^2. \quad (2)$$

При выводе этой формулы угловая скорость Ω предполагалась достаточно малой. Следует заметить, что в формулу (2) входит плотность вращающейся звезды ρ , которая отличается от плотности невращающейся звезды ρ_0 на величину порядка Ω^2 . На это обстоятельство ранее обращали внимание Каулинг и Невинг [7].

В этой работе мы получим выражение для частот всех мод радиальных колебаний вращающейся звезды. Кроме того, как и в работе [1], мы рассмотрим конфигурации фиксированной массы. Наконец, будет показано, что присутствие спутника не влияет на частоту радиальных колебаний звезды.

2. Вывод уравнения малых радиальных колебаний вращающейся звезды. Уравнение движения в системе координат, жестко связанной со звездой, имеет вид

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi + \rho \left(\frac{r^2 \Omega^2}{2} \sin^2 \theta \right) + 2\rho [\vec{\Omega} \times \vec{V}], \quad (3)$$

где Φ — гравитационный потенциал, θ — полярный угол. Нас интересуют радиальные колебания, поэтому $\vec{V} = V(r)\vec{r}$, где r — орт соответствующей оси. Усредним уравнение (3) на поверхности сферы. Для этого умножим левую и правую части уравнения движения на $r \sin^2 \theta d\theta d\varphi / 4\pi$ и проинтегрируем по всем углам. Подобный подход уже использовался при исследовании радиальных колебаний звезд [8]. Мы считаем вращение достаточно медленным, поэтому все физические величины, входящие в уравнение (3), имеют вид

$$f(r, \theta) = f_0(r) + f_1(r) + f_2(r) P_2(\cos \theta), \quad (4)$$

где f_0 — невозмущенное вращением значение физической величины, а f_1 и f_2 — величины порядка Ω^2 . Если пренебречь величинами порядка Ω^4 и выше, то члены, содержащие $P_2(\cos \theta)$, после интегрирования по углам обращаются в нуль (ср., например, [9]), и уравнение движения принимает вид

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \gamma g + \frac{2}{3} \Omega^2 r V, \quad (5)$$

где g — ускорение силы тяжести. Все входящие в это уравнение величины имеют вид (4) с тождественно равной нулю угловой частью. То же справедливо и для усредненного по углам уравнения неразрывности

$$\frac{dr}{dt} = -\rho \operatorname{div} \vec{V}. \quad (6)$$

Для адиабатических колебаний уравнение энергии имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\gamma\rho}{\rho} \frac{d\tau}{dt} \quad (7)$$

Уравнения (5)—(7) описывают адиабатические радиальные колебания вращающейся звезды. За исключением последнего члена в правой части уравнения движения они полностью совпадают с уравнениями адиабатических радиальных колебаний невращающейся звезды. Последние уже решались ранее [10], и здесь будет проведено аналогичное рассмотрение.

Дифференцирование уравнения движения по времени дает

$$\frac{d^2V}{dt^2} = \frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{dg}{dt} + \frac{2}{3} \frac{d}{dt} (\Omega^2 r). \quad (8)$$

Второй и третий члены в правой части приводятся к виду [10]

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{2gV}{r}, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right) = -\frac{\partial}{\partial r} (\gamma\rho \operatorname{div} \vec{V}) - \frac{\partial V}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (10)$$

Чтобы преобразовать последний член в уравнении (8) обратимся к закону сохранения момента импульса

$$\Omega r^2 \sin^2 \theta = \text{const}. \quad (11)$$

Так как при радиальных колебаниях $\theta = \text{const}$, то

$$\Omega r^3 = h = \text{const}. \quad (12)$$

Тогда

$$\frac{d}{dt} (\Omega^2 r) = \frac{d}{dt} \left(\frac{h^2}{r^3} \right) = -\frac{3h^2}{r^4} \frac{dr}{dt} = -3\Omega^2 V. \quad (13)$$

Подставляя (9), (10) и (13) в уравнение (8) и используя уравнение движения (5), получаем

$$\frac{d^2V}{dt^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (\gamma\rho \operatorname{div} \vec{V}) + \frac{2V}{r} \frac{dV}{dt} + \frac{4gV}{r} - \frac{10}{3} \Omega^2 V. \quad (14)$$

Нас будут интересовать только малые колебания звезды. В этом случае можно пренебречь членами второго порядка по V . Вводя традиционные переменные

$$V = \frac{d^2\xi}{dt^2} = \frac{\sigma^2}{\partial t} + V \frac{\sigma^2}{\partial r} \equiv \xi, \quad (15)$$

$$\xi(r, t) = \xi(r) e^{i\omega t}, \quad (16)$$

получаем уравнение малых радиальных адиабатических колебаний вращающейся звезды

$$\frac{d}{dr} (\gamma p \operatorname{div} \xi(r)) + \left(\sigma^2 + \frac{4g}{r} - \frac{10}{3} \Omega^2 \right) \rho \xi(r) = 0. \quad (17)$$

В этом уравнении все величины берутся для равновесного состояния вращающейся звезды.

3. Частота радиальных колебаний однородной вращающейся звезды
Пусть

$$\xi = \nabla \Psi, \quad (18)$$

тогда волновое уравнение (17) принимает вид

$$\frac{d}{dr} (\gamma p \nabla^2 \Psi) + \left(\sigma^2 + \frac{4g}{r} - \frac{10}{3} \Omega^2 \right) \rho \frac{d\Psi}{dr} = 0. \quad (19)$$

Рассмотрим коэффициент при $d\Psi/dr$. В него входит величина g/r . Потенциал однородного эллипсоида ($\rho = \text{const}$) имеет вид $\Phi = (A + B \cos^2 \theta) r^2$. После вычисления $\nabla^2 \Phi$ и усреднения по поверхности сферы получаем, что $g = \text{const } r$. Таким образом, коэффициент при $d\Psi/dr$ постоянен. Проинтегрируем уравнение (19) от нуля до r :

$$c^2 \nabla^2 \Psi + \left(\sigma^2 + \frac{4g}{r} - \frac{10}{3} \Omega^2 \right) \Psi = 0, \quad (20)$$

где скорость звука

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}. \quad (21)$$

Из уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g + \frac{2}{3} \Omega^2 r^2 \quad (22)$$

следует, что

$$p = \int_0^R \left(\rho g - \frac{2}{3} \Omega^2 r^2 \right) dr = \frac{1}{2} g_* \rho R (1 - x^2) - \frac{1}{3} \Omega^2 \rho R^2 (1 - x^2), \quad (23)$$

где g_* — ускорение свободного падения на поверхности звезды и

$$x = r/R. \quad (24)$$

Тогда

$$c^2 = \gamma \left(\frac{g_0 R}{2} - \frac{\Omega^2 R^2}{3} \right) (1 - x^2), \quad (25)$$

и уравнение (20) принимает вид

$$(1 - x^2) \nabla^2 \Psi' + J \Psi' = 0, \quad (26)$$

где введено обозначение

$$J = \frac{x^2 + \frac{4g}{r} - \frac{10}{3} \Omega^2}{\gamma \left(\frac{g_0}{2R} - \frac{\Omega^2}{3} \right)}. \quad (27)$$

Решение уравнения (26) имеет вид [18]

$$\Psi'_{\text{ст}} = \frac{x^2 - 1}{x} \frac{dP_m(x)}{dx} \quad (28)$$

Необходимым условием конечности решения является

$$J = m(m+1), \quad m = 2, 4, 6, \dots \quad (29)$$

Подставляя в (29) определение J (27), получаем выражение для частоты малых радиальных адиабатических колебаний однородной твердотельно вращающейся звезды

$$\gamma^2 = \frac{4}{3} = G_0 \left[\frac{\gamma}{2} m(m+1) - 4 \right] + \frac{10 - m(m+1)\gamma}{3} \Omega^2, \quad (30)$$

$m = 2, 4, 6, \dots$

Для невращающейся звезды ($\Omega = 0$) эта формула совпадает с формулой Sterne (1), а для основного тона радиальных колебаний ($m = 2$) она совпадает с формулой Ledu (2).

Однако в формулу (30), как и в формулу Ledu (2), входит плотность вращающейся звезды ρ , отличающаяся от плотности невращающейся звезды ρ_0 на величину порядка Ω^2 [7]. Поэтому первый член в правой части (30) нельзя считать равным частоте колебаний невращающейся звезды σ_0^2 .

Перепишем выражение для давления (23) в виде

$$p = p_c - p_r R^2 / R^2, \quad (31)$$

где p_c — центральное давление, а величины p и R усреднены по поверхности сферы и имеют вид (4) с $f_2(r) = 0$. Тогда уравнение гидростатического равновесия (22) принимает вид

$$p = \frac{2r}{R^2 \rho} = \frac{4}{3} \pi G \rho r - \frac{2}{3} \Omega^2 r, \quad (32)$$

Пусть

$$\rho = \rho_0(1 + \delta\rho), \quad p = p_0(1 + \delta p), \quad R = R_0(1 + \delta R), \quad (33)$$

где ρ_0 , p_0 , R_0 — невозмущенные вращением значения соответствующих величин, а $\delta\rho$, δp и δR — порядка Ω^2 . Если массы вращающейся и невращающейся звезд равны, то

$$\delta R = -\delta\rho/3 \quad \text{и} \quad \delta p = \gamma\delta\rho. \quad (34)$$

Подставляя (33) в (32), учитывая (34) и пренебрегая членами порядка Ω^4 и выше, получаем

$$\frac{4}{3} \pi G \rho_0 r = \frac{2\rho_0}{R_0^2 \omega_0} r, \quad (35)$$

$$\frac{4}{3} \pi G \rho_0 \delta\rho r = \frac{2\rho_0}{R_0^2 \omega_0} \left(\gamma - \frac{1}{3} \right) \delta\rho r + \frac{2}{3} \Omega^2 r. \quad (36)$$

Из двух последних уравнений находим

$$\delta\rho = -\frac{3\Omega^2}{2\pi G \rho_0 (3\gamma - 4)}. \quad (37)$$

Преобразуя формулу (30) с помощью (33) и (37), получаем

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \frac{3m(m+1)\gamma^2 - 30\gamma - m(m+1)\gamma + 16}{3(3\gamma - 4)} \Omega^2, \quad (38)$$

$$m = 2, 4, 6, \dots,$$

где ω_0^2 дается формулой Стерне (1).

4. *Влияние спутника на частоту радиальных колебаний.* Пусть однородная вращающаяся звезда входит в двойную систему. В качестве спутника рассмотрим точечную массу M_d на расстоянии D от центра главной звезды. Спутник движется по круговой орбите, расположенной в плоскости экватора однородной звезды, с угловой скоростью

$$\omega = k\Omega. \quad (39)$$

Приливным трением пренебрегаем. Тогда в уравнении движения (3) появится дополнительная сила с потенциалом [11, 12]

$$\Phi' = \Phi_R + \Phi_D. \quad (40)$$

Потенциал центробежных сил орбитального движения равен

$$\Phi_R = -r \frac{D}{1+q} \Omega^2 k^2 \sin \theta \cos \left(\frac{1-k}{k} t + \varphi \right), \quad (41)$$

где

$$q = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_d}. \quad (42)$$

Гравитационный потенциал спутника дается выражением

$$\Phi_D = \frac{G\mathfrak{M}_d}{D^2} \sum_{j=0}^{\infty} P_j(\cos \chi) \left(\frac{r}{D} \right)^j, \quad (43)$$

где χ — угол между направлением на спутник и на точку с координатами (r, θ, φ) . По теореме сложения

$$P_j(\cos \chi) = P_j(\cos \theta) P_j \left(\cos \frac{\pi}{2} \right) + 2 \sum_{i=1}^j \frac{(j-i)!}{(j-1)!} P_i'(\cos \theta) P_i' \left(\cos \frac{\pi}{2} \right) \cos [k(\varphi - \varphi')], \quad (44)$$

φ' — азимутальный угол спутника.

Усредним уравнение движения, как это было сделано в разделе 2. Члены, содержащие $\cos [k(\varphi - \varphi')]$, обращаются в нуль при интегрировании по φ , а члены, содержащие $P_j(\cos \theta)$, обращаются в нуль при интегрировании по θ . Таким образом, усредненное уравнение движения принимает вид (5), и, следовательно, присутствие спутника не влияет на частоту радиальных адиабатических колебаний звезды.

5. *Обсуждение.* Когда говорят об увеличении частоты колебаний вращающейся звезды, то имеют в виду формулу Леду (2). В этой работе получено обобщение формулы Леду (30) для всех мод радиальных колебаний. Следует заметить, что частоты достаточно высоких мод радиальных колебаний вращающейся звезды меньше соответствующих частот невращающейся звезды, даже если мы пренебрегаем возмущениями плотности, на что указывалось и ранее [13, 14]. Однако, и это неоднократно подчеркивалось [1, 3, 7], первые члены в правых частях формул (2) и (30) содержат величины порядка Ω^2 . В настоящей работе эти величины были получены в явном виде, результатом чего явилась формула (38), из которой ясно видно, что частота радиальных колебаний вращающейся звезды меньше частоты радиальных колебаний невращающейся звезды той же массы. Тот же вывод справедлив для политропных звезд [1] и подтверждается расчетами звездных моделей [8, 15].

Из формулы (1) видно, что основная мода колебаний ($m = 2$) нейтральна при $\gamma_{cr} = 4/3$. Из формулы (38) легко получить, что вращение увеличивает γ_{cr} :

$$\gamma_{cr} = \frac{4}{3} + \frac{\Omega^2}{3\epsilon G \gamma_0} \quad (45)$$

Уменьшение частоты радиальных колебаний вследствие вращения качественно можно объяснить следующим образом. Хорошо известно, что

$$\sigma^2 = A\gamma. \quad (46)$$

Центробежные силы увеличивают размеры звезды и, следовательно, уменьшают ее среднюю плотность и частоту радиальных колебаний. Вместо (16) можно воспользоваться таким соотношением:

$$\sigma^2 = B g_* / R. \quad (47)$$

При вращении радиус звезды увеличивается, а ускорение свободного падения на поверхности уменьшается, т. е. собственно гравитационные силы уменьшаются вследствие увеличения радиуса и центробежные силы действуют против сил гравитации. Все это вместе приводит к уменьшению частоты радиальных колебаний. Дестабилизирующее влияние вращения на нерадиальные моды обсуждалось ранее Джинсом [16] и Северным [17].

Из приведенных рассуждений ясно, почему спутник не влияет на частоту радиальных колебаний. Приливная сила имеет равную нулю дивергенцию в пределах главной звезды, т. е. там нет источников приливного поля. Поэтому поток силы (а наша процедура усреднения как раз и является вычислением этого потока) через любую замкнутую поверхность равен нулю. Поскольку средняя сила равна нулю, то приливные эффекты не изменяют средней плотности и среднего ускорения свободного падения на поверхности звезды, т. е. не влияют на частоту радиальных колебаний.

Рассмотрим подробнее периоды колебаний основной моды P_0 ($m = 2$) и двух первых обертонов P_1 ($m = 4$) и P_2 ($m = 6$). Из формулы (38) следует

$$P_0 = P_0 \left[1 + \frac{3\gamma - 2}{3} \frac{I_0^2}{P_{sp}^2} \right], \quad (48)$$

$$P_1 = P_1 \left[1 + \frac{30\gamma^2 - 25\gamma + 8}{3(3\gamma - 4)} \frac{P_1^2}{P_{sp}^2} \right], \quad (49)$$

$$P_2 = P_2 \left[1 + \frac{63\gamma^2 - 35\gamma + 8}{3(3\gamma - 4)} \frac{P_2^2}{P_{sp}^2} \right], \quad (50)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{P_1}{P_0} \left[1 + \frac{(30\gamma^2 - 25\gamma + 8)P_1^2 P_0^2 - (9\gamma^2 - 18\gamma + 8)P_0^2}{3(3\gamma - 4)P_{sp}^2} \right], \quad (51)$$

$$\frac{P_2'}{P_0} = \frac{P_2}{P_0} \left[1 + \frac{(63\gamma^2 - 36\gamma + 8)P_2^2/P_0^2 - (9\gamma^2 - 18\gamma + 8) \frac{P_2^2}{P_{вр}^2}}{3(3\gamma - 4)} \right], \quad (52)$$

где $P_{вр}$ — период вращения звезды, штрихованные величины относятся к вращающейся звезде, а нештрихованные — к покоящейся. Обозначим

$$\lambda_k = P_k/P_{вр}. \quad (53)$$

Тогда при $\gamma = 5/3$ имеем

$$P_0' = P_0 [1 + \lambda_0^2], \quad (54)$$

$$P_1' = P_1 [1 + 16.556 \lambda_1^2], \quad (55)$$

$$P_2' = P_2 [1 + 40.074 \lambda_2^2], \quad (56)$$

$$\frac{P_1'}{P_0} = \frac{P_1}{P_0} [1 + 0.307 \lambda_0^2], \quad (57)$$

$$\frac{P_2'}{P_0} = \frac{P_2}{P_0} [1 + 0.293 \lambda_0^2]. \quad (58)$$

При обсуждении этих формул следует иметь в виду, что предельный период вращения звезды $P_{вр}$ по порядку величины близок к периоду основной моды радиальных колебаний P_0 . Поэтому $0 < \lambda_0 \leq 1$. Реально наблюдаемые скорости вращения, например, цефеид составляют порядка одной десятой предельной скорости и менее. Поэтому периоды колебаний вращающихся звезд менее чем на несколько процентов превосходят периоды колебаний невращающихся звезд. Еще менее значительным изменениям подвержены отношения периодов (57) и (58). При существующих скоростях отношение периодов совершенно не чувствительно к вращению. Это подтверждается и расчетами звездных моделей [15].

Ленинградский государственный
университет

THE INFLUENCE OF ROTATION AND DUPLICITY OF A HOMOGENEOUS STAR ON THE FREQUENCY OF RADIAL OSCILLATION

C. A. SIDOROV

The equation of small adiabatic radial oscillations of rigid-body rotating star has been derived. This equation is then applied to a homogeneous star. The perturbations to the first order in Ω^2 is taken to

task. All radial modes are considered. The frequencies of radial oscillations of rotating star is found to be less than the ones of the nonrotating star of the same mass. The ratios of overtones only slightly perturb. The frequencies of radial pulsations is not affected by the tidal force.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Сидоров, *Астрофизика*, 17, 783, 1981.
2. S. Chandrasekhar, *M. N.*, 93, 390, 1933.
3. S. Chandrasekhar, N. R. Lebovitz, *Ap. J.*, 136, 1082, 1962.
4. T. E. Sterne, *M. N.*, 97, 582, 1937.
5. P. Ledoux, *Ap. J.*, 102, 143, 1945.
6. S. Chandrasekhar, N. R. Lebovitz, *Ap. J.*, 136, 1069, 1962.
7. T. G. Cowling, R. A. Newing, *Ap. J.*, 109, 149, 1949.
8. R. Stothers, *Ap. J.*, 192, 145, 1974.
9. S. Chandrasekhar, N. R. Lebovitz, *Ap. J.*, 152, 267, 1968.
10. С. Росселанд, Теория пульсаций переменных звезд, ИЛ, М., 1952.
11. В. А. Крат, Фигуры равновесия небесных тел, ГИТТЛ, М.—Л., 1950.
12. Ю. П. Корольковский, *Астрофизические исследования*, 4, 115, 1972.
13. F. Occhionero, *Ann. Astrophys.*, 30, 761, 1967.
14. F. Occhionero, *Ann. Astrophys.*, 31, 1, 1968.
15. R. G. Dupree, *Ap. J.*, 223, 982, 1978.
16. J. Jeans, *Proc. Roy. Soc.*, A199, 1, 1902.
17. А. Б. Северный, *Изв. Крымской обс.*, 1, ч. 2, 1948.
18. Э. Камке, *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям*, Наука, М., 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 52—33

НЕОДНОРОДНОСТЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ И ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

И. А. ЗАБОТИН, А. С. МАРОЧНИК, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ

Поступила 30 декабря 1980

Принята в печать 5 декабря 1981

Рассчитан процесс образования черных дыр во Вселенной вследствие коллапса начальных адиабатических неоднородностей. Основным объектом исследования является случайное поле возмущений $\delta(r)$, обладающее нормальным законом распределения и спектром $g(k) = b_0 k^{-2}$, $b_0 = \text{const}$. Задача определения спектра масс образующихся объектов формулируется в терминах выбросов случайного поля $f(x, R)$, являющегося усредненным значением поля $\delta(r)$ в объеме радиуса R . Назождение концентрации выбросов гауссовского случайного поля $f(x, R)$ в единице пространственного объема и интервале $R \rightarrow R + dR$ проводится с учетом корреляционных свойств поля $f(x, R)$. В качестве необходимого условия образования отдельной черной дыры используется критерий Карра—Хокинга. Предлагаются три возможные модификации этого критерия, основанные на исследовании свойств высокоамплитудных выбросов поля $f(x, R)$. Найдена связь между параметрами спектра масс первичных черных дыр и амплитудой и показателем спектра неоднородностей $g(k)$.

1. *Введение.* Образование структуры Вселенной, проявляющейся в форме галактик и их скопления, связывается обычно с первичными адиабатическими, вихревыми или энтропийными возмущениями, развивающимися на фоне Фридмановского расширения мира [1—3]. Спектральные характеристики возмущений рассматриваются при этом как начальные условия расширения Вселенной, наряду с зарядовой асимметрией и удельной энтропией на баррион.

Одним из следствий существования адиабатических неоднородностей в распределении материи и гравитационного поля в ранней Вселенной является возможность образования первичных черных дыр (ПЧД) [4]. Ин-

интерес к изучению космологической роли этого класса объектов стимулируется их исключительными свойствами. Во-первых, первичные черные дыры с $M \ll 10^{15}$ г могут влиять на величину удельной энтропии и энтальпийной асимметрии Вселенной [5, 6] вследствие рождения пар механизмом Хоукинга [7]; во-вторых, черные дыры представляют собой нерелятивистский бесстолкновительный «газ», плотность которого убывает в процессе расширения Вселенной медленнее, чем материя, из которой формируются ПЧД. Это делает возможной ситуацию, когда первичные черные дыры определяют динамику расширения среды.

В космологической модели со «стандартной» удельной энтропией даже незначительного по плотности содержания ПЧД достаточно, чтобы повлиять на синтез легких элементов [8—10] и кинетику рекомбинации водорода [11, 12]. Являясь динамически активной подсистемой, черные дыры малой массы могут вследствие статистического сгущивания приводить к образованию массивных ПЧД [13, 14], которые в состоянии инициировать формирование структуры на поздних этапах расширения мира [15, 16].

В настоящей работе мы остановимся на анализе динамической роли первичных черных дыр, ограничиваясь рассмотрением процесса их образования и характером распределения по массам. Основным объектом исследования при этом является поле первичных возмущений плотности, распределенных в соответствии с нормальным законом. Гипотеза о гауссовском характере случайного поля неоднородностей подразумевает существование высокоамплитудных отклонений, которые, при малой дисперсии, являются статистически редкими событиями. Такие высокоамплитудные выбросы являются «зародышами» первичных черных дыр. В качестве необходимого (но не достаточного) условия образования ПЧД нами используется критерий Карра—Хоукинга [17], который не учитывает особенностей протекания коллапса в неоднородной ситуации. Очевидно, что количество выбросов нормального случайного поля в единице объема определяется спектром начальных возмущений. Основная задача, таким образом, заключается в определении связи спектра образующихся объектов со статистическими характеристиками первичных возмущений. Эта задача была впервые сформулирована Карром [18]. Основным отличием настоящей работы от [18] является математически последовательный учет влияния корреляционных свойств случайного поля неоднородностей на вид функции распределения образующихся ПЧД по массам.

Дальнейший материал статьи организован следующим образом: в разделе 1 обсуждается критерий образования ПЧД; раздел 2 посвящен исследованию статистики высокоамплитудных выбросов случайного поля возмущений; в третьем разделе получены спектры масс формирующихся ПЧД. В заключении кратко обсуждаются результаты настоящей работы.

2. *Критерий образования ПЧД.* Рассмотрим фридмановскую в среднем Вселенную, заполненную материей с уравнением состояния $P = \gamma \rho c^2$ ($0 < \gamma < 1$). Будем считать, что распределение плотности в каждой точке определяется функцией $\delta(\vec{r}) = (\rho(\vec{r}) - \langle \rho \rangle) / \langle \rho \rangle$, которая представляет собой случайное гауссовское поле. Описание статистических свойств поля $\delta(\vec{r})$ мы будем проводить в начальный момент времени t_0 , когда задан пространственный спектр

$$g(k) = \begin{cases} b_0 k^m; & k R_0 < 1 \\ 0; & k R_0 > 1 \end{cases} \quad (1)$$

где $b_0 = \text{const}$, $R_0 = ct_0$. Выбор спектра в форме (1) соответствует предположению об отсутствии возмущений, масштаб которых в начальный момент t_0 меньше горизонта частиц ct_0 . Спектр (1) полностью характеризует статистические свойства неоднородностей в ранней Вселенной, а при задании критерия образования ПЧД — и характер их распределения по массам. В случае произвольного неоднородного распределения вещества вряд ли существует простой критерий формирования черной дыры. В настоящей работе рассматривается космологическая модель с низким уровнем начальных возмущений. В этом случае оказывается возможным использование результатов точного расчета модельной задачи о коллапсе однородной сферически симметричной области [17]. Зона повышенной плотности будет отставать от фона в процессе расширения и может обособиться в момент t_c . Дальнейшая судьба этой области существенным образом зависит от соотношения между ее размером в момент остановки R_c , радиусом Джинса $R_g(t_c)$ и горизонтом частиц ct_c . Если $R_c < R_g$, то силы давления приведут к разбрасыванию уплотнения. При

$$R_g(t_c) < R_c < ct_c, \quad (2)$$

согласно Карру и Хокингу [17], возмущенная область коллапсирует в ПЧД, а если $R_c > ct_c$, то формируется отдельная замкнутая Вселенная.

Критерий Карра—Хокинга (2) может быть следующим образом переформулирован на величину контраста плотности $\xi = \Delta \rho / \rho(t_0)$ [18]:

$$\alpha(R) \equiv \beta^2 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2} < \xi < \alpha^2 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2} = b(R) \quad (3)$$

где R — радиус возмущенной области в начальный момент t_0 ; $R_0 = ct_0 < R$; $\beta^2 = a^2 \gamma$ и a^2 — численный коэффициент порядка единицы. В настоящей работе мы будем предполагать, что при случайно-неоднородном распределении материи конечный результат эволюции возмущенной области, аналогично параметру ξ в однородном случае, определяет средняя ве-

личина контраста плотности $\langle \Delta\rho/\rho(t_0) \rangle$ в объеме неоднородности. Это предположение подкрепляется тем, что динамика коллапса, как известно, определяется крупномасштабным распределением вещества и не зависит от мелкомасштабных флуктуаций.

Воспользуемся для описания распределения плотности в пространстве усредненной характеристикой

$$f(\vec{x}, R) = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi R^3} \int e^{-\left(\frac{r-x}{R}\right)^2} \delta(r) d^3r, \quad (4)$$

где R , \vec{x} — радиус и положение центра сферической области усреднения, а $f(\vec{x}, R)$ имеет наглядный смысл среднего контраста плотности $\langle \Delta\rho/\rho(t_0) \rangle$ в объеме радиуса R . Быстро спадающая при $|\vec{r} - \vec{x}| > R$ функция $\exp[-((r-x)/R)^2]$ введена в (4) с целью устранения влияния случайного положения мелкомасштабных неоднородностей вблизи границы области усреднения на статистические свойства величины $f(\vec{x}, R)$ (подробное обсуждение этой процедуры см. в [19, 20]).

В дальнейшем мы будем считать условие

$$a(R) < f(\vec{x}, R) < b(R) \quad (5)$$

необходимым для формирования черной дыры в объеме радиуса R .

Отметим, что случайное поле $f(\vec{x}, R)$ сохраняет свойство нормальности, однородность и изотропию по пространственным координатам \vec{x} , но оно неоднородно по переменной R . Корреляционная функция поля $f(\vec{x}, R)$ полностью определяется заданием спектра (1):

$$K(R_1, R_2, x) = C_1 \int_0^\infty g(k) e^{-1/4 k^2 (R_1^2 + R_2^2)} \frac{\sin kx}{kx} k^2 dk = \varepsilon^2 \left(\frac{R_1^2 + R_2^2}{2R_0^2} \right)^{-n} e^{-x^2/(R_1^2 + R_2^2)} {}_1F_1 \left(-\frac{2n-3}{2}, \frac{3}{2}, \frac{x^2}{R_1^2 + R_2^2} \right), \quad (6)$$

где: $C_1 = \text{const}$; $x^2 = \sum_{i=1}^3 (x_1^i - x_2^i)^2$; ${}_1F_1(a, b, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция; параметры $\varepsilon = \text{const}$ и $n = (m+3)/2$ являются соответственно амплитудой и показателем спектра возмущений

$$\left\langle \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \right\rangle^{1/2} = K^{1/2}(R, R, 0) = \sigma_2 \approx \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha}. \quad (7)$$

Из (5) и (7) следует, что при низком уровне начальных возмущений ($\sigma_2 \ll a(R)$) образование черных дыр возможно только в областях (x, R) , находящихся вблизи высоких максимумов случайного поля $f(x, R)$ ($f_{\max} \gg \sigma_2$) по пространственным координатам (см. рис. 1).

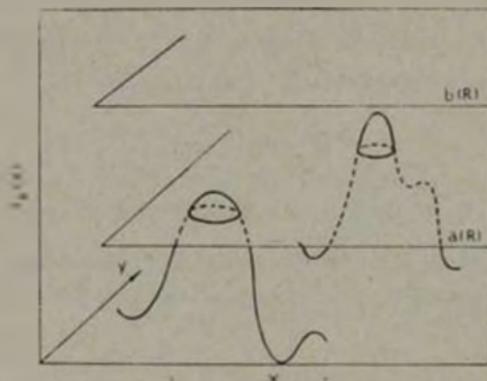


Рис. 1. Структура поля неоднородностей $f(x, R) = f_R(x)$ при фиксированном значении радиуса области усреднения (показана зависимость только от двух координат). Плоскости $a(R)$ и $b(R)$ соответствуют нижней и верхней границам критерия Карра—Хукинга.

Поскольку случайное поле $f(x, R)$ обладает свойством однородности в пространстве, наиболее вероятным является сферически симметричное распределение значений $f(x, R)$ в окрестности точки максимума. При $f_{\max} \gg \sigma_2$ значительные отклонения от этого распределения маловероятны [22, 23], и из соображений симметрии следует ожидать, что в черную дыру проэволюционирует область, центр которой совпадает с координатами точки максимума x_{\max} . Рассматривая модели с $\gamma < 1$ ($a(R) < b(R)$), мы пренебрегаем вероятностью появления максимума, превышающего $b(R)^*$, так как число максимумов $f(x, R)$ убывает с ростом f_{\max} как $\sim \exp[-f_{\max}^2/2\sigma_2^2]$ [24].

Как видно из рис. 2, условие (5) не фиксирует однозначно радиус возмущенной области, эволюционирующей в черную дыру. Это свидетель-

* Модель «предельно-жесткой» Вселенной ($p = \rho c^2$) будет рассмотрена нами отдельно.

стает об ограниченной применимости критерия Карра—Хоукинга, полученного в [17] в модельной задаче о коллапсе однородного шара. Интересно, однако, выяснить, сколь существенно подобная неоднозначность сказывается на спектре масс формирующихся объектов. Можно указать несколько комплексов дополнительных условий, фиксирующих радиус области—вероятного кандидата в ПЧД. В этой связи нас будут интересовать в дальнейшем точки типа А, В и С (см. рис. 2). Выделенность точек типа А обусловлена следующими причинами. В окрестности максимума \bar{x}_{max} функция $f(\bar{x}_{max}, R)$ убывает, причем между ее производными существует простая взаимосвязь:

$$f_R = \frac{R}{2} (f_{11} + f_{22} + f_{33}), \quad (8)$$

где $f_{ii} = \partial^2 f / \partial x_i^2 \partial x_i^2$. В областях радиуса R_A величина возмущения $\Delta\psi/\psi = f(\bar{x}_{max}, R_A)$ будет наибольшей по сравнению с областями $R_A < R \leq R_B$, и процесс коллапса в этих зонах будет протекать быстрее.

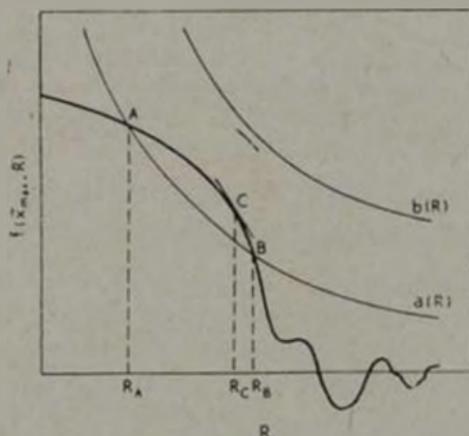


Рис. 2. Типичное поведение профиля высокоамплитудного выброса $f(\bar{x}_{max}, R)$ в окрестности точки максимума по пространственным координатам случайного поля $f(x, R)$.

Из множества областей, удовлетворяющих критерию (5), области радиуса R_B могут формировать черную дыру максимальной (без учета аккреции) массы m , что непосредственно следует из результатов работы [18]:

$$m \approx M f^{\frac{31}{1+31}}, \quad M = \frac{4}{3} \pi R^3 \langle \rho(t_0) \rangle. \quad (9)$$

Точки типа С выделяют в пространстве сферу радиуса R_1 , на границе которой аффективное значение возмущения плотности $\bar{\xi}(r)|_{R_1} = 0$.

Каждому из перечисленных выше типов точек соответствует определенный комплекс условий, налагаемых на случайное поле $f(x, R)$:

$$\text{Тип А:} \quad f_0 = 0, \quad \Lambda < 0, \quad f = a(R), \quad f_R > a_R, \quad (10)$$

$$\text{Тип В:} \quad f_0 = 0, \quad \Lambda < 0, \quad f = a(R), \quad f_R < a_R, \quad (11)$$

$$\text{Тип С:} \quad f_0 = 0, \quad \Lambda < 0, \quad f > a(R), \quad f_R = -(3/R)f, \quad (12)$$

где $\Lambda < 0$ означает отрицательную определенность матрицы $\Lambda \equiv -1/f_{\alpha\beta}$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. Каждому комплексу условий (10)–(12) соответствует в пространстве (x, R) точечное множество, исследование свойства которого мы будем проводить в соответствии с методами, развитыми в работах [23, 25].

3. *Статистика высоких максимумов поля неоднородностей.* Согласно [23], среднее число максимумов в единице пространственного объема, высота которых лежит в интервале $f \rightarrow f + df$, для однородного гауссовского поля равно

$$N_m df = df \int_{\Lambda < 0} |\det \Lambda| P(f, \bar{0}, f_{\alpha}) df_{\alpha}, \quad (13)$$

где $\Lambda < 0$ означает интегрирование по области значений f_{α} , отвечающих отрицательной определенности матрицы $1/f_{\alpha\beta}$; $P(f, \bar{0}, f_{\alpha})$ — совместная функция распределения поля $f(x, R)$, его первых и вторых частных производных по пространственным координатам, куда подставлено $f_0 = 0$.

Для выполнения комплекса условий (10) в интервале $R \rightarrow R + dR$ необходимо и достаточно, чтобы неравенство

$$a(R) - [f_R(x_{max}, R) - a_R(R)] dR < f(x_{max}, R) < a(R) \quad (14)$$

выполнялось при каком-либо $f_R(x_{max}, R) > a_R(R)$. Объединяя (13), (14) и воспользовавшись (8) для уменьшения числа линейно независимых

переменных, получим концентрацию выбросов типа А в интервале $R - R + dR$:

$$N_A dR = dR \int_{\Sigma^*} (f_R - a_R) |\det \Lambda^*| P_{10}(a, \bar{0}, f_{10}^*, f_R) df_{10}^* df_R, \quad (15)$$

где $P_{10}(a, \bar{0}, f_{10}^*, f_R)$ — совместная нормальная функция распределения случайных величин $f_1, f_2, f_{11}, f_{22}, f_{12}, f_{21} (a \neq \beta), f_R$, причем $f_a = 0, f = a(R)$; Λ^* — матрица Λ , в которой элемент f_{33} заменен на $(2R)f_R - f_{11} - f_{22}$. Интегрирование в (15) производится по области изменения переменных, определяемой совокупностью условий $\Sigma^* = \Lambda^* < 0 \cap \Pi f_R > a_R$. Существенное упрощение математической стороны задачи возникает при подсчете высоких ($f \gg a_1$) выбросов случайного поля $f(x, R)$, поскольку при этом его произвольная стационарная точка с подавляющей вероятностью является точкой максимума [23, 24]. Условие $a(R) \gg a_1$ позволяет распространить область интегрирования Σ^* на все множество значений f_{10}^* , приходя к асимптотическому числу точек типа А в интервале $R - R + dR$:

$$N_A dR \simeq dR \int_{a_R}^{\infty} df_R (f_R - a_R) \int_{-\infty}^{\infty} |\det \Lambda^*| P_{10}(a, \bar{0}, f_{10}^*, f_R) df_{10}^*. \quad (16)$$

Аналогично можно получить характеристику множества В-точек:

$$N_B dR \simeq \int_{-\infty}^{a_R} df_R (a_R - f_R) \int_{-\infty}^{\infty} |\det \Lambda^*| P_{10}(a, \bar{0}, f_{10}^*, f_R) df_{10}^*. \quad (17)$$

Среднее число С-точек в единице пространственного объема в интервале радиусов $R - R + dR$ и интервале амплитуд $f - f + df$ имеет вид:

$$\begin{aligned} N_C dR df &\simeq dR df \int_{-\infty}^{\infty} df_{RR} \left(\frac{12}{R^2} f - f_{RR} \right) \int_{-\infty}^{\infty} |\det \Lambda^*| \times \\ &\times P_{11} \left(f, \bar{0}, f_{10}^*, -\frac{3}{R} f, f_{RR} \right) df_{10}^*, \end{aligned} \quad (18)$$

где $P_{11} \left(f, \bar{0}, f_{10}^*, -\frac{3}{R} f, f_{RR} \right)$ — совместная нормальная функция рас-

пределения случайных величин $f, f', f_{11}, f_{22}, f_{\alpha\beta}$ ($\alpha \neq \beta$), f_R, f_{RR} , взятая при $f_a = 0, f_R = -(3/R)f$. Конкретный вид функции распределения P_{10} и P_{11} , а также параметры, от которых они зависят, приведены в Приложении.

Вычисление интегралов (16)–(18) приводит к следующим результатам:

1. «Плоский» спектр неоднородностей ($n = 2, m = 1$):

$$N_A = N_B = \frac{6}{5\pi^{3/2}} \beta^2 R_0^{-4} \epsilon^{-3} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\epsilon^2}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4}, \quad (19)$$

$$N_C(f > a) = \int_a^\infty N_C df = \frac{3\sqrt{3}}{4\pi^{3/2}} \beta^2 R_0^{-4} \epsilon^{-3} \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\beta^2}{\epsilon^2}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4}. \quad (20)$$

2. «Крутой» начальный спектр ($m > 1, n > 2$). В приближении $(n-2)(a/\sigma_1) \gg 1$ получаем:

$$N_A = \frac{\omega_1(n)}{R_0^4} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right) \exp\left\{-\left[\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2n}\right] \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^2\right\}, \quad (21)$$

$$N_B = \frac{\omega_2(n)}{R_0^4} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^4 \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^2\right\}, \quad (22)$$

$$N_C(f > a) = \frac{\omega_3(n)}{R_0^4} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^3 \exp\left\{-\frac{n(n-2)^2 + 9}{2n(n+1)} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^2\right\}, \quad (23)$$

где

$$\omega_1(n) = 27 \sqrt{\frac{2}{5}} (2\pi)^{-3/2} \frac{1}{n+1} \left[\frac{|n-2|}{3n} - 1 + \frac{n}{|n-2|} - \frac{n^2}{3(n-2)^2} \right];$$

$$\omega_2(n) = (2\pi)^{-2} \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{n}|2-n|}{n+1};$$

$$\omega_3(n) = \frac{3}{2} \sqrt{3} \pi^{-3/2} \frac{(n^2 - 5n + 9)(n+1)}{n[n(n-2)^2 + 9]}.$$

3. «Пологий» спектр возмущений ($m < 1, 1 < n < 2$). В приближении $(2-n)(a/\sigma_1) \gg 1$ получаем:

$$N_A = \frac{\omega_2(n)}{R_0^4} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^4 \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^2\right\}, \quad (24)$$

$$N_B = \frac{\omega_1(n)}{R_0^4} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \left(\frac{a}{\sigma_1}\right) \exp\left\{-\left[\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2n}\right] \left(\frac{a}{\sigma_1}\right)^2\right\}, \quad (25)$$

$N_C(f > a)$ в этом варианте совпадает с (23).

Отметим, что для спектров с $n > 1$ можно не учитывать возможность многократного пересечения одной реализацией $f(x_{n+1}, R)$ уровня $a(R)$. Можно показать, что при $R \gg R_B$ наиболее вероятное поведение функции f носит степенной характер $\bar{f}(R > R_B) \sim a(R_B)(R/R_B)^{-2n}$. Условная дисперсия величины $\bar{f}(R > R_B)$ плавно возрастает от нуля при $R = R_B$ до $\sigma_1(K)$ при $R \gg R_B$. Для $n > 1$ $\bar{f}(R > R_B)$ убывает по мере увеличения R быстрее, чем $a(R) \sim R^{-2}$, поэтому вероятность повторного пересечения функцией $f(x_{n+1}, R)$ уровня $a(R)$ пренебрежимо мала. Таким образом, $N_{A, B, C}$ являются функциями распределения по радиусам областей, эволюционирующих в ПЧД.

4. *Спектр масс первичных черных дыр.* В разделе 1 была отмечена возможность существования трех типов условий, определяющих параметры «зародышей» ПЧД, которые соответствуют определенным представлениям о динамике коллапса возмущенных областей. Естественно, может оказаться, что реальный процесс образования первичной черной дыры нельзя будет безусловно отнести к какому-либо из типов А, В, С. В этом случае критерий образования ПЧД должен формулироваться исходя из конкретных представлений о характере коллапса неоднородных зон. Однако отдельные черты реального процесса формирования черной дыры могут быть прослежены на упрощенных моделях, соответствующих А-В-С-выбросам случайного поля. Очевидно, что если конкретная реализация $f(x_{n+1}, R)$ имеет С-точку, то в черную дыру попадает вещество, находящееся под радиусом R_C , а натекание окружающей материи, обладающей пониженной плотностью, на сферу Шварцшильда может рассматриваться как режим стационарной аккреции. Если же С-точки нет, то образование ПЧД будет идти либо по типу А, либо — В. Из (19)—(25) следует, что доля реализаций, обладающих точками типа С, является незначительной по сравнению с числом выбросов типа А и В. Поэтому их учет не может сколь-нибудь существенно повлиять на спектр масс ПЧД в вариантах А—В.

Функцию распределения образующихся черных дыр можно легко рассчитать, воспользовавшись (19)—(25) и (9). Учитывая, что в случае коллапса типа А и В $f = a(R) = \beta \cdot (R/K_0)^{-2}$, из (9) получаем:

$$\frac{R}{R_0} = \beta^{\frac{2\gamma}{1+\gamma}} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\frac{1+3\gamma}{3(1-\gamma)}} \quad (26)$$

где $m_0 = (4\pi) \rho_0 R_0^3$, $\rho_0 = \langle \rho(t_0) \rangle$. Функция распределения ПЧД по массам в произвольный момент времени t имеет следующий вид⁴:

⁴ Испарением ПЧД малой массы пренебрегаем.

$$\Phi_{A, B}(m) d\left(\frac{m}{m_0}\right) = F(t) N_{A, B} \left[R\left(\frac{m}{m_0}\right) \right] \frac{dR(m/m_0)}{d(m/m_0)} d\left(\frac{m}{m_0}\right), \quad (27)$$

где $F(t) = [a(t_0) a(t)]^2$, $a(t)$ — масштабный фактор Фридмановской Вселенной. Для различных значений показателя n спектра начальных возмущений расчет $\Phi_{A, B}$ приводит к следующим результатам:

1. „Плоский“ спектр ($n = 2$):

$$\Phi_A = \Phi_B = \frac{2(1+3\gamma)}{5(1+\gamma)} \pi^{-5/2} \frac{\rho_0}{m_0} F(t) \beta^{\frac{6(1+2\gamma)}{1+\gamma}} \varepsilon^{-3} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\varepsilon^2}\right) \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-\frac{1+3\gamma}{1+\gamma}}, \quad (28)$$

2. „Крутой“ спектр ($n > 2$):

$$\Phi_A^{(1)} = \frac{1+3\gamma}{3(1+\gamma)} \omega_1(n) \frac{\rho_0}{m_0} F(t) \beta^{2-\frac{2\gamma}{1+\gamma}(n-5)} \varepsilon^{-1} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-1+\frac{1+3\gamma}{3(1+\gamma)}(n-5)} \times \\ \times \exp\left\{-\left[\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2\gamma}\right] \beta^{4-\frac{4\gamma}{1+\gamma}(n-2)} \varepsilon^{-2} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\frac{2(1+3\gamma)}{3(1+\gamma)}(n-2)}\right\}; \quad (29)$$

$$\Phi_B^{(1)} = \frac{1+3\gamma}{3(1+\gamma)} \omega_2(n) \frac{\rho_0}{m_0} F(t) \beta^{8-\frac{2\gamma}{1+\gamma}(4n-11)} \varepsilon^{-4} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-1+\frac{1+3\gamma}{3(1+\gamma)}(4n-11)} \times \\ \times \exp\left[-\frac{1}{2} \beta^{4-\frac{4\gamma}{1+\gamma}(n-2)} \varepsilon^{-2} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\frac{2(1+3\gamma)}{3(1+\gamma)}(n-2)}\right]. \quad (30)$$

3. „Пологий“ спектр ($1 < n < 2$):

$$\Phi_A^{(2)} = \Phi_B^{(1)}; \quad \Phi_B^{(2)} = \Phi_A^{(1)}. \quad (31)$$

Максимальной массой в спектрах любого типа является масса $m_{max} = m_0(t/t_0)$.

Зависимость от времени плотности «газа» первичных черных дыр имеет вид:

$$\rho_{bh}^{A, B}(t) = \int_1^{m_{max}/m_0} \Phi_{A, B}(m) m d\left(\frac{m}{m_0}\right). \quad (32)$$

При $n > 2$ интегральная плотность ПЧД оценивается из (32) следующим образом:

$$n = 2: \quad \rho_{bh}(t) \simeq \rho_0 F(t) \varepsilon^{-3} \exp\left(-\frac{1}{2} \beta^2 \varepsilon^{-2}\right). \quad (33)$$

$$n > 2: \quad \rho_{\Delta\lambda}^A(t) \approx \rho_0 F(t) \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2n} \right] \beta^{1/2} t^{-2} \right\}, \quad (34)$$

$$\rho_{\delta\lambda}^B(t) \approx \rho_0 F(t) \exp \left(- \frac{1}{2} \beta^{1/2} t^{-2} \right). \quad (35)$$

Во всех этих вариантах основной вклад в плотность черных дыр дают объекты минимальной массы. При $n < 2$ в области применимости теории $((2-n)(a^{1/2}) > 1)$, плотность «газа» ПЧД оказывается быстро возрастающей функцией времени, причем основной вклад дают объекты

максимальной массы m_{\max} . При $t = t_1 \approx t_0 \frac{3(1-\gamma)}{2(1+3(1-\gamma))}$ первичные черные дыры оказывают определяющее влияние на темп расширения Вселенной, так как $\rho_{\Delta\lambda}^A / \langle \rho \rangle$ и $\rho_{\delta\lambda}^B / \langle \rho \rangle$ в этот момент становятся величинами порядка единицы. Отметим, что при $t \approx t_1$ применимость рассчитанных ранее спектров $\Phi_{\Delta, \delta}^m$ нарушается, поскольку уровень возмущений в масштабе горизонта частиц перестает быть малым. Еще при $t \lesssim t_1$ необходимо учитывать влияние нелинейных эффектов, связанных присутствием высокоамплитудных неоднородностей, на характер расширения Вселенной и динамику образования черных дыр.

5. *Заключение.* Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что характеристики спектра масс ПЧД позволяют судить о параметрах спектра начальных возмущений. В простейшем варианте степенного спектра $g(k) = b_0 k^m$ особый интерес вызывает случай $m < 1$. Для таких возмущений неизбежно наступает период доминирования плотности энергии турбулентности и «газа» ПЧД над фоновой материей. В этот период расширение мира должно носить существенно не фридмановский характер из-за присутствия неоднородностей с амплитудой $\Delta\rho/\rho \geq 1$. По-видимому, начальный спектр с $m < 1$ трудно согласовать с наблюдениями крупномасштабной однородности и изотропии Вселенной, если не существует обрезания спектра на k_{\min} , при котором уровень возмущений все еще мал. С другой стороны, маловероятно, чтобы неоднородности в масштабах скопления галактик и масштабах $M < 10^{15}$ г описывались единым степенным законом. Можно ожидать, что функция $g(k)$ имеет достаточно произвольный вид. В этом случае всю область k можно разбить на малые участки $k_i \rightarrow k_i + \Delta k_i$ и аппроксимировать поведение $g(k)$ на каждом интервале степенным образом. Очевидно, что в зависимости от наклона спектра, в соответствующем диапазоне масс ПЧД должны проявляться свойства их функции распределения, исследованные в настоящей работе.

Если в диапазоне $k_i < k \leq k_{i+1}$ начальный спектр аппроксимируется степенной функцией с показателем $m_i < 1$, то плотность черных дыр в

соответствующем интервале масс будет экспоненциально расти во времени. Даже при резком «завале» спектра при $k < k_1$, такой рост плотности может обеспечить существование эры доминирования ПЧД, если амплитуда $b_{\text{н}}$ не слишком мала.

Качественные закономерности поведения функции распределения ПЧД, в частности выделенность «плоского» спектра неоднородностей ($m = 1$), были отмечены Карром [18]. В настоящей работе показано, что количественные характеристики спектра масс ПЧД определяются корреляционными эффектами и особенностями динамики коллапса. Существенное значение имеют условия, дополняющие критерий образования черной дыры Карра—Хокинга в случае неоднородного коллапса. Отметим, однако, что возникающая неоднозначность проявляет себя слабее при «плоском» спектре начальных возмущений (см. (19), (28)).

Рассмотренный в настоящей работе метод расчета спектра масс первичных черных дыр допускает обобщение с учетом особенностей неоднородного коллапса возмущенных областей. Существенной чертой этого процесса является общность свойства «зародышей» ПЧД разных масштабов. В частности, условие существования высокого выброса случайного поля в таких областях автоматически ограничивает возможный тип распределения плотности сферически симметричным случаем (см. раздел 2). При этом задание спектра неоднородностей $g(k)$ позволяет рассчитать наиболее вероятный профиль выброса $f(x_{\text{max}}, R)$, определяемый ограниченным числом параметров (например, высотой выброса и его размером). Поскольку вероятностный характер поля неоднородностей в окрестности высокого максимума подавлен, вопрос об определении конечной массы образующейся черной дыры приобретает, по существу, динамический характер.

Приложение

Функция распределения возмущенных областей по радиусам определяется корреляцией следующих величин: $f = \varphi_0, f_1 = \varphi_1, f_2 = \varphi_2, f_1 = \varphi_1, f_{11} = \varphi_3, f_{22} = \varphi_6, f_{14} = \varphi_7, f_{13} = \varphi_8, f_{23} = \varphi_9, f_R = \varphi_{10}, f_{RR} = \varphi_{11}$. Все они получаются действием линейных операторов на случайную величину

$\varphi_1; \varphi_1 = L_1 \varphi_1$. Поэтому их взаимные корреляционные функции $K_{ij} = K_{jij}$ определяются функцией корреляции $K_{11} = K(R_1, R_2, x)$ (см.

раздел 2): $K_{ij} = \tilde{L}_i^{(1)} \tilde{L}_j^{(2)} K_{11}$ [21], где индексы „1“ или „2“ означают, что данный оператор действует на переменные функции K_{11} соответственно с индексами „1“ или „2“. Коэффициенты корреляции $K_{ij} = K_{ij}(R, R, 0)$ имеют вид:

$$K_{56} = \frac{4n(n+1)}{15R^4} \sigma_1^2; \quad K_{15} = K_{16} = -\frac{2n}{3R^2} \sigma_1^2; \quad K_{1-10} = -\frac{n}{R} \sigma_1^2;$$

$$K_{5-10} = K_{6-10} = \frac{2n(n+1)}{3R^3} \sigma_1^2; \quad K_{1-11} = \frac{n^2}{R^2} \sigma_1^2;$$

$$K_{5-11} = K_{6-11} = -\frac{2n(n+1)^2}{3R^4} \sigma_1^2; \quad K_{10-11} = -\frac{n(n+1)^2}{R^4} \sigma_1^2.$$

Аналогично находим дисперсии σ_i случайных величин φ_i ($\sigma_i^2 = K_{ii}$):

$$\sigma_1 = \varepsilon \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha}; \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = \sqrt{\frac{2n}{3}} \frac{1}{R} \sigma_1;$$

$$\sigma_5 = \sigma_6 = \frac{2}{15} \sqrt{n(n+1)} \frac{1}{R^2} \sigma_1; \quad \sigma_7 = \sigma_8 = \sigma_9 = \frac{\sigma_1}{1/3};$$

$$\sigma_{10} = \sqrt{n(n+1)} \frac{1}{R} \sigma_1; \quad \sigma_{11} = \sqrt{n(n+1)[1+(n+1)(n+2)]} \frac{1}{R^2} \sigma_1.$$

Совместные функции распределения P_{10} и P_{11} имеют вид:

$$P_l = (2\pi)^{-l/2} \prod_{i=1}^l \sigma_i^{-1} D_{(l)}^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{1}{2D_{(l)}} \sum_{i,j=1}^l D_{ij}^{(l)} \frac{\varphi_i \varphi_j}{\sigma_i \sigma_j} \right\},$$

где $l = 10, 11$; $D_{(l)} = \det \| R_{ij}^{(l)} \|$; $D_{ij}^{(l)}$ — алгебраические дополнения элементов корреляционных матриц $\| R_{ij}^{(l)} \| = \left\| \frac{K_{ij}}{\sigma_i \sigma_j} \right\|^{(l)}$; $i, j = 1, 2, \dots, l$.

Ростовский государственный
университет

Институт космических
исследований АН СССР

INHOMOGENEITY OF THE EARLY UNIVERSE AND FORMATION OF PRIMORDIAL BLACK HOLES

N. A. ZABOTIN, L. S. MAROCHNIK, P. D. NASELSKIY

The formation of black holes in the Universe due to collapse of primeval adiabatic inhomogeneities is considered. The main object of investigation is the stochastic field of perturbations $\delta(x, y, z)$ having the normal distribution and the spectrum $g(k) = b_0 k^m$; $b_0 = \text{const}$. The problem of determination of mass spectrum is formulated in terms of the eruptions of stochastic field $f(x, R)$ being the average of

$\delta(x, y, z)$ over the volume with the radius R . The abundance of eruptions of Gaussian stochastic field $f(x, R)$ per unit volume in the region $R \rightarrow R + dR$ is obtained taking into account the correlation properties of the field $f(x, R)$. As the necessary condition of creation of separate black hole the Carr-Hawking criterion is used. Three possible modifications of this criterion are suggested based on the studies of eruptions with large amplitude. The relation between the parameters of PBH mass spectrum and the amplitude and spectral exponent m of initial perturbations is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 119, 1970.
2. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, *Астрон. ж.*, 44, 1131, 1967.
3. R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, *Ap. J.*, 194, 838, 1968.
4. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 43, 758, 1966.
5. G. F. Chapline, *Nature*, 253, 251, 1975.
6. Я. Б. Зельдович, *Письма ЖЭТФ*, 24, 29, 1976.
7. S. W. Hawking, *Comm. Math. Phys.*, 43, 199, 1975.
8. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, *Письма АЖ*, 3, 146, 1977.
9. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, М. Ю. Хлюпов, В. М. Чечеткин, *Письма АЖ*, 3, 208, 1977.
10. Б. В. Вайнер, О. А. Дрижакова, П. Д. Насельский, *Письма АЖ*, 4, 344, 1978.
11. П. Д. Насельский, *Письма АЖ*, 4, 387, 1978.
12. П. Д. Насельский, *Астрофизика*, 14, 145, 1978.
13. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, *Астрофизика*, 16, 337, 1980.
14. V. J. Carr, *Astron. Astrophys.*, 56, 377, 1977.
15. M. P. Ryan, *Ap. J.*, 177, L79, 1972.
16. P. Meszaros, *Astron. Astrophys.*, 38, 5, 1975.
17. V. J. Carr, S. W. Hawking, *M. N.*, 168, 399, 1974.
18. V. J. Carr, *Ap. J.*, 201, 1, 1975.
19. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
20. Н. А. Заботин, Л. С. Марочник, П. Д. Насельский, *Препринт ИКИ АН СССР*, Пр-564, 1980.
21. А. А. Свешников, *Прикладные методы теории случайных функций*, Наука, М., 1966.
22. А. Г. Дорошневич, *Астрофизика*, 6, 581, 1970.
23. Ю. К. Беляев, в сб. «Выбросы случайных полей», МГУ, М., 1972.
24. В. П. Носко, *Труды советско-японского симпозиума по теории вероятностей в Хабаровске*, Новосибирск, 1969, стр. 209.
25. В. И. Тихонов, *Выбросы случайных процессов*, Наука, М., 1970.

CONTENTS

ISOLATED TRIPLETS OF GALAXIES. VIRIAL MASS-TO-LIGHT RATIOS	5
<i>V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev</i>	
MORPHOLOGY OF COMPACT GALAXIES. II	17
<i>F. Borngen, A. T. Kalloghlian</i>	
ONCE MORE ON THE RADIO EMISSION OF THE NUCLEI OF SPIRAL GALAXIES	25
<i>H. M. Tovmassian</i>	
SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE GALAXY M 82	31
<i>A. S. Amirkhantan, V. A. Hagen-Thorn, V. P. Reshetnikov</i>	
GALAXIES OF VERY ELONGATED SHAPE	37
<i>B. I. Fessenko</i>	
ANALYSIS OF THE ABSORPTION-LINE SPECTRA OF ELEVEN QUASARS WITH $Z_e > 2$	49
<i>S. A. Levshakov, D. A. Varshalovich</i>	
NEW H α EMISSION STARS IN GALACTIC DARK CLOUDS	63
<i>Maria Kun</i>	
PHOTOMETRIC PROPERTIES OF RY TAURI	67
<i>G. V. Zajtseva</i>	
THE POLARIZATION OF X-RAY SOURCES	81
<i>V. M. Loskutov, V. V. Sobolev</i>	
ON THE GRAVITATIONAL RADIATION OF THE BINARY SYSTEM WITH PULSAR PSR 1913+16	93
<i>Yu. V. Baryshev</i>	
ON A POSSIBLE MECHANISM OF PERIOD CHANGE OF PULSARS	101
<i>E. A. Pamyatnykh</i>	
TWO TYPE OF PULSARS?	107
<i>I. F. Malov, S. A. Suleymanova</i>	
EFFECT OF VACUUM POLARIZATION BY MAGNETIC FIELD ON RADIATIVE THERMAL CONDUCTIVITY OF SURFACE LAYERS OF NEUTRON STARS	119
<i>G. G. Pavlov, D. G. Yakovlev</i>	
CONVECTION IN DEGENERATE ENVELOPES OF NEUTRON STARS	133
<i>V. A. Urpin</i>	
GALACTIC DEUTERIUM AS A TEST OF COSMOLOGICAL MODELS	143
<i>B. V. Vatner, Yu. A. Shekhtinov</i>	
THE INFLUENCE OF ROTATION AND DUPLICITY OF A HOMOGENEOUS STAR ON THE FREQUENCY OF RADIAL OSCILLATION	151
<i>C. A. Stidorov</i>	
INHOMOGENEITY OF THE EARLY UNIVERSE AND FORMATION OF PRIMORDIAL BLACK HOLES	161
<i>N. A. Zabottin, L. S. Marochnik, P. D. Naselskiy</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КОНВЕКЦИЯ В ВЫРОЖДЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД <i>В. А. Урлик</i>	133
ГАЛАКТИЧЕСКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ—ТЕСТ ДЛЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ <i>Б. В. Вайнгр, Ю. А. Щеников</i>	143
ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ И ДВОЙСТВЕННОСТИ НА ЧАСТОТУ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ОДНОРОДНОЙ ЗВЕЗДЫ <i>К. А. Сидоров</i>	151
НЕОДНОРОДНОСТЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ И ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР <i>Н. А. Заботин, А. С. Марочник, П. Д. Нисельский</i>	161