ΖԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍΖ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԳԵՄԻԱ ΑΚΑДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ВАЛЕЧИЦИЕ И ИЗАИЛЕВИЕИ В 2010 ГОВ СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ФРИЧ ХХХХ ВЫПУСК

А. Т. Каллоглян

О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 262

Функция светимости галактик все еще является предметом дискуссий. Однако теперь уже нет сомнения, что эта функция не является гауссианой, как это было принято Хабблом еще в 1936 г. [1]. Благодаря, в основном, работам Цвикки [2] было установлено, что наличие большого количества карликовых галактик низкой светимости приводит к быстрому возрастанию функции светимости с абсолютной величиной.

Поскольку большинство галактик входит в состав скоплений, то функцию светимости целесообразно определять для галактик в скоплениях. К настоящему времени мало данных, относящихся к этому вопросу, и необходимо дальнейшее изучение большого количества скоплений галактик как богатых, так и бедных.

Однако два обстоятельства усложняют определение функции светимости галактик в скоплениях. Это, во-лервых, незнание всех физических членов скоплений, особенно наиболее слабых — нет ни одного скопления, для которого были бы известны радиальные скорости всех галактик. Поэтому обычно прибегают к статистическому определению общего количества членов скоплений данной или до данной звездной величины, конкретно не указывая члевов скоплений. При этом необходимо знать соответствующее число галактик в окружающем поле. Но учет галактик фона является довольно сложным вопросом. Подавляющее большинство галактик находится в скоплениях, и трудно найти более или менее "чистый" фон. К тому же неопределенность границ самих скоплений делает возможным включение галактик дан-

ного скопления з число галактик окружающего поля. Лишь у сравнительно богатых скоплений влияние ошибок, связанных с учетом фона, невелико.

Во-вторых, определение звездных величин галактик, особенно в богатых скоплениях, является весьма трудоемкой задачей. Методы штрихующей кассеты и внефокальных изображений галактик требуют длительных экспозиций для регистрации слабых внешних областей галактик, и на практике их применение к слабым галактикам нецелесообразно.



Рис. 1. Карта распределения галактик в'области; скопления А 262. Ъ. 1. А 262 имг. и препарати чибина ди и при води и и препарати и препарати и препарати и препарати и препарати

О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

В этом отношении наиболее подходящим является метод сплошных измерений. Но в этом случае во много раз увеличивается объем измерительной части работы, и применение этого метода к большому числу скоплений или к большому числу галактик затруднительно.

Тем не менее, в настоящей работе применен метод сплошных измерений для определения интегральных звездных величин около 225 галактик в области скопления № 262 в каталоге Эйбелла [3] для построения функции светимости галактик этого скопления. Проделаны также подсчеты галактик на паломарских картах и выведена функция распределения диаметров галактик.

1. Подсчеты галактик на паломарских картах. Исследуемое скопление галактик является скоплением типа Virgo. Оно причислено Эйбеллом к нулевой группе богатства и первой группе расстояния. Угловой радиус по [3] равен 1.2. Внутри этого радиуса на синей карте паломарского атласа были сделаны подсчеты галактик до диаметра 0.2 мм. Рис. 1 показывает распределение этих, около 380, галактик. Разные условные обозначения объяснены на рисунке. Пронумерованы те из галактик, эвездные величины которых приведены в табл. 1 (см. § 2). Из рисунка видно, что распределение галактик в скоплении носит весьма иррегулярный характер. В области скопления имеется ряд группировок; бросается в глаза тройная система из ярких спиральных галактик к северу от центра. В западной половине скопления, на расстоянии около 0.5 от центра, имеется явно выраженная группировка сравнительно ярких галактик.

На рис. 2 приводится гистограмма распределения галактик по концентрическим кольцам рис. 1. По оси ординат отложены логарифмы чисел галактик с d > 0.2 мм. Числа приведены на квадратный градус и исправлены за плотность галактик окружающего фона. На оси абсцисс указаны расстояния от центра скопления. Как и следовало ожидать, в отличие от сферических скоплений функция распределения имеет более или менее плоский вид. Второй максимум на расстоянии около 0.5 от центра слответствует вышеуказан-

ной группировке на северо-западной половине скопления. Как видно из гистограммы, плотность галактик резко падает на расстоянии 11 от центра. Нужно полагать, что за этим радиусом имеется очень мало галактик скопления.







Скопление содержит много спиральных галактик. Они составляют не менее 50°/о общего числа галактик в области скопления. Центральное сгущение состоит из эллиптических и линзовидных галактик, что характерно для многих скоплений. Ярчайшая центральная галактика обладает признаками D-галактик.

На основании проделанных подсчетов была построена функция распределения диаметров, представленная на рис. 3. По оси абсцисс отложены угловые диаметры галактик в миллиметрах, определенных на синей карте паломарского атласа, а по оси ординат — числа галактик в интервалах диа-

О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

метров в 0.1 мм. Точки на рисунке соответствуют средним значениям диаметров данного интервала. Числа галактик исправлены за плотность галактик фона. Как видно, с уменьшением диаметра число галактик растет не монотонно, а около d = 0.65 мм (~0'7) достигает как бы постоянного значения, после чего быстро возрастает.

2. Наблюдательный материал и методика измерений. Наблюдательный материал был получен на метровом телескопе системы Шмидта в Бюраканской обсерватории. Снимки получались без фильтра на пластинках Agfa spezial. В качестве стандартов использовались внефокальные изображения звезд Северного полярного ряда. Наша цветовая система совпадает с международной.

Как было отмечено выше, интегральные звездные величины галактик определялись методом сплошных измерений, С этой целью была применена квадратная диафрагма размерами около $10'' \times 10''$. Большие по размерам галактики измерялись так, чтобы соседние площадки примыкали вплотную друг к другу по одному из двух взаимноперпендикулярных направлений. Слабейшие галактики измерялись в одной точке с круглой диафрагмой и диаметром около 10''. Отклонения друг от друга значений звездных величин на двух измеренных пластинках не превышают $0^m 15$. Можно считать, что среднее уклонение значений звездных величин меньше $0^m 1$.

В области скопления были измерены интегральные звездные величины около 225 галактик до 18^т5. Однако для того, чтобы с достаточной уверенностью охватить в исследовании все галактики до определенной звездной величины, мы ограничились галактиками до 18^т0. В результате оказалось, что до этого предела в области скопления с общей площадью 4.5 квадратных градуса имеется 192 галактики.

Ход измерений показал, что до 18^{т0} примененная нами методика оправдана. Проверка по соответствующей карте паломарского атласа подтвердила, что изображения наиболее слабых из измеренных галактик полностью заполняют диафрагму с диаметром в 10″.

В табл. 1 приводятся звездные величины измеренных галактик. Они пронумерованы на рис. 1. Некоторые из этих галактик имеют номера в NGC. Их список приводится в табл. 2.

3. Учет плотности окружающего фона. По соображениям, изложенным в начале статьи, учет проектированных галактик при определении функции светимости скоплений галактик встречает значительные затруднения. В нашем случае вопрос еще более усложняется. Дело в том, что на наших снимках почти не было областей, свободных от галактик скопления, где можно было бы сделать уверенные подсчеты галактик фона. Повтому плотность галактик фона. определялась следующим образом.

На наших снимках, вне радиуса скопления в 1.2, были. измерены интегральные звездные величины всех галактик до 18. О в одном квадратном градусе. Эта область на наших пластинках находилась непосредственно за указанным радиусом. Поэтому в нее может входить некоторое количество галактик скопления. Для их исключения мы решили найти поправочный ковффициент, используя для его определения паломарские карты. На синей карте были сделаны подсчеты галактик в измеренной области и в некоторых других случайно выбранных областях, находящихся на той же карте, но примерно на 3° дальше от центра скопления. Во всех областях подсчеты велись до диаметра 0.2 мм. В результате оказалось, что число галактик в измеренной на наших пластинках области следует умножить на 0.6, чтобы получить более правильное значение для плотности галактик окружающего фона. В результате число галактик фона на квадратный градус до 18."О получилось равным 22.

4. О функции светимости залактик скопления. Как было отмечено в начале статьи, для уменьшения влияния галактик фона на функцию светимости галактик скоплений желательно исследовать богатые скопления. Поскольку исследованное скопление А 262 является сравнительно бедным, то определение надежной функции светимости для него встречает значительные затруднения. Однако, подойдя к определению плотности галактик фона различными способами, можно вы-

о функции светимости скопления галактик 9

Таблица 1

				облас	ти скол	леви	я А 262	2			
Se Ne	m _{PE}	3NeNe	mpg	NaNa	mpg	NeNe	mpg	NeNe	m _{pg}	NeNe	mpg
1	13.02	33	15 ^m 21	65	16 ^m 06	97	1680	129	17.38	161	17
2	13.51	34	15.23	66	16.06	98	16.81	130	17.38	162	17.70
3	13.55	35	15.23	67	16.06	99	16.83	131	17.38	163	17.71
4	13.61	36	15.25	68	16.07	100	16.83	132	17.38	164	17.72
5	13.75	37	15.26	69	16.08	101	16.84	133	17.40	165	17.74
6	13.78	38	15.39	70	16.08	102	16.87	134	17.41	166	17.74
7	14.01	39	15.43	71	16.09	103	16.92	135	17.44	167	17.75
8	14.03	40	15.49	72	16.11	104	16.93	136	17.44	168	17.75
9	14.03	41	15.57	73	16.12	105	17.02	137	17.45	169	17.75
10	14.12	42	15.61	74	16.16	106	17.03	138	17.46	170	17.79
11	14.15	43	15.62	75	16.16	107	17.04	139	17.46	171	17.81
12	14.24	44	15.63	76	16.21	108	17.04	140	17.47	172	17.81
13	14.29	45	15.64	77	16.34	109	17.07	141	17.50	173	17.81
14	14.32	46	15.64	78	16.36	110	17.07	142	17.51	174	17.82
15	14.39	47	15.68	79	16.39	111	17.13	143	17.53	175	17.82
16	14.52	48	15.70	80	16.39	112	17.17	144	17.53	176	17.83
17	14.53	49	15.72	81	16.42	113	17.18	145	17.53	177	17.84
18	14.54	50	15.81	82	16.42	114	17.19	146	17.53	178	17.86
19	14.66	51	15.81	83	16.43	115	17.21	147	17.57	179	17.87
20	14.72	52	15.83	84	16.49	116	17.23	148	17,59	180	17.87
21	14.77	53	15.84	85	16.49	117	17.25	149	17.59	181	17.89
22	14.81	54	15.86	86	16.5	118	17.26	150	17.62	182	17.91
23	14.82	55	15.86	87	16.51	119	17.28	151	17.63	183	17.93
24	14.87	56	15.9	88	16.57	120	17.28	152	17.63	184	17.93
25	14.91	57	15.94	89	16.58	121	17.30	153	17.64	185	17.93
26	14.93	58	15.94	90	16.60	122	17.33	154	17.65	186	17.95
27	15.09	59	15.97	91	16.65	123	17.33	155	17.66	187	17.96
28	15.11	60	15.97	92	16.67	124	17.33	156	17.67	188	17.97
29	15.12	61	16.00	93	16.73	125	17.35	157	17.67	189	18.00
30	15.14	62	16.03	94	16.74	126	17.35	158	17.68	190	18.02
31	15.18	63	16.04	95	16.75	127	17.36	159	17.69	191	18.03
32	15.20	64	16.05	96	16.75	128	17.37	160	17.69	192	18.05

Интегральные фотографические звездные величины галактик в

			Таблица
Ne Ne	NGC, IC*	No No	NGC, IC*
1	753	15	705
2	171	17	714
3	679	21	704
4	708	22	703
6	687	23	1732 =
8	688	27	732
9	759	29	717
10	712	41	700
14	710		

явить основные особенности функции светимости данного скопления.

На рис. 4 (кривая 1) приведена дифференциальная функция светимости скопления без поправок за галактики поля. По оси абсцисс отложены фотографические звездные величины, а по оси ординат — число галактик в интервале одной звездной величины, причем эти интервалы перекрывают друг друга и смещены один относительно другого на 0^m2. Точки на рисуяке отмечены по средним значениям звездных величин соответствующих интервалов.

Из рис. 4 видно, что функция светимости галактик в области скопления растет не монотонно, а имеет некоторый максимум около 16-й звездной величины. Этот результат находится в согласии с утверждением Эйбелла [4] о том, что в функции светимости некоторых скоплений галактик имеется вторичный максимум на яркой части кривой.

Однако картина меняется, когда учитывается плотность галактик фона. Взяв из предыдущего параграфа значение общего числа галактик фона до 18^m0, равного 22 галактикам на квадратный градус, можно построить функцию светимости галактик фона, предполагая, что эти галактики равномерно

О ФУНКШИИ СВЕТИМОСТИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК 11

распределены в пространстве. Исправляя этим путем кривую 1, мы получаем функцию светимости галактик скопления, представленную кривой 2 на рис. 4. Как видно, и в этом случае имеется максимум около 16-й звездной вели-



чины, хотя формы обеих кривых резко отличаются друг от друга. Трудно сказать что-либо определенное относительно

небольшого максимума около $m_{pg} = 17$. Однако можно полагать, что спад кривой в этой части не является реальным. Он вызван, по-видимому, неправильным вычетом числа галактик фона. Об этом свидетельствует кривая 3 на рис. 4, которая построена аналогичным образом, но учет галактик фона произведен другим способом. В этом случае для определения функции светимости галактик фона были использованы подсчеты галактик по звездным величинам, полученным непосредственно на наших пластинках, умножая при этом числа галактик в каждом интервале звездных величин на поправочный ковффициент 0.6, о котором речь шла в предыдущем параграфе. Нам кажется, что такой способ учета галактик фона корректнее первого способа.

Кривая 3 на рис. 4 показывает, что функция светимости для ярких галактик быстро возрастает, затем с некоторыми флуктуациями остается почти постоянной, а далее опять начинает возрастать. Итак, следует считать, что функция светимости скопления растет не монотонно. Около 16-й звездной величины она или достигает максимума, или же испытывает небольшие колебания около постоянного значения. Как мы видели выше, аналогичная картина наблюдалась и в распределении диаметров галактик скопления.

По данным Эйбелла [3], расстояние скопления А 262 грубо равняется 8.10⁴ пс. Это означает, что 16-й звездной величине на этом расстоянии соответствует абсолютная звездная величина около — 18.^m5 при H = 75 км/сек на Мпс

Следует иметь в виду, что поскольку галактики высокой светимости имеют несколько большую тенденцию к скучиванию, чем галактики низкой светимости, то не вызывает сомнения, что функция светимости, составленная на основании измерения скоплений, должна быть изменена в сторону поднятия той части кривой, которая соответствует низким светимостям, если мы хотим перейти от функции светимости скоплений к функции светимости всех галактик вообще.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезную дискуссию.

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԿՈՒՅՏԻ ԼՈՒՍԱՏՎՈՒԹՅԱՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ

Ա. Տ. ՔԱԼԼՕՂԼՅԱՆ

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ A 262 ԿՈՒՑՏԻ ԼՈՒՍԱՏՎՈՒԹՅԱՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Որոշվել են Էլբըլի ցուցակի № 262 կուլտի տիրուլթում գըանըվող մինչև 18^m0 բոլոր գալակտիկաների լուսանկարչական ինտեգրալ աստղային մեծութլունները, Ստացվել է կուլտի լուսատվութլան ֆունկցիան, Կարելի է տեսնել, որ լուսատվութլան ֆունկցիան անընդհատ չի աճում, ալլ ունի որոշ մաւջսիմում կամ որոշ ֆլուկտուացիաներով մնում է հաստատուն 16-րդ տեսանելի աստղային մեծութլան շրջակալըում, որից հետո դարձյալ սկսում է աճել, Համանման արդլունը է ստացվում ըստ տրամագծերի գալակտիկաների բաշխումից,

Կատարվել է նաև մինչև 0.2 մմ տրամագիծ ունեցող գալակտիկաների հաշվումներ։ Գալոմարի քարտեղների վրա. կառուցված է բաշխման քարտեղ։

A. T. KALLOGHLIAN

ON THE LUMINOSITY FUNCTION OF THE CLUSTER OF GALAXIES A 262

Summary

The photographic magnitudes of all galaxies up to $18^{m}_{...}0$ are determined in the Abell's cluster No 262. The luminosity function of the ctuster is obtained. One may see that the function does not increase monotonously but has a maximum or a flattening near 16^{m} and then is raising again. The same is seen in the case of distribution of diameters of the galaxies in the cluster.

On the Palomar Sky Survey print the galaxies of the cluster up to 0.2 mm in diameter are counted as well and the distribution chart of galaxies is presented.

.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. Hubble, The Realm of the Nebulae, New Haven, Yale Univ. Press, 1936.
- 2. F. Zwicky, Morphological Astronomy, Berlin, 1957, p. 171.
- 3. G. Abell, Ap. J. Suppl. Ser. 3, 3 31, 211, 1958.
- G. Abell, Problems of Extra-Galactic Research, IAU Symp. Nº 15. ed. G. McVittie, London, 1962, p. 213.

А. Т. Каллоглян

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. ГУ

Настоящее сообщение является продолжением серии работ по детальному колориметрическому исследованию спиральных галактик с перемычкой, начатых в 1958 г. [1]. Ряд работ, выполненных в последние годы в Бюракане методом сплошной колориметрии, показал плодотворность подобных исследований в смысле выявления структурных особенностей в различных типах галактик [2, 3]. К сожалению, ввиду трудоемкости этих работ, число изученных таким методом объектов довольно ограничено. К настоящему времени только для трех десятков галактик опубликованы детальные колориметрические данные.

В данной работе приводятся результаты сплошной двухцветной фотометрии еще для трех галактик с перемычкой — NGC 3351, NGC 3367 и NGC 3384.

1. Наблюдения. Наблюдательный материал получен методом двухэтажной кассеты на 21-21'' телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. В синих лучах снимки сделаны на пластинках Истмән Кодак 103a-0 без фильтра, а в желтых лучах — на пластинках Истмән Кодак 103a-Eчерез фильтр GG—11. Звездные величины стандартных звезд, находящихся на внефокальном этаже кассеты, определены по специально полученным фокальным снимкам путем сравнения со звездами Северного полярного ряда. Среднеквадратическая ошибка определения звездных величин стандартных звезд равна примерно $\pm 0^m$ 05.

Сплошная фотометрия изображений исследуемых галактик произведена с квадратной диафрагмой со стороной около-

11". Метод сплошной фотометрии описан, например, в [1]. В каждом цвете измерены по три пластинки. Среднеквадратическая ощибка определения поверхностных яркостей около $\pm 0^{m}$ 06.

Наша система фотографических звездных величин совпадает с международной. Для перевода показателей цвета из нашей цветовой системы в международную использовалось уравнение

$CI_{xex.} = 0.837 (CI + 0.029).$

2. Результаты измерений приведены на картах распределения поверхностных яркостей и цвета в галактиках. Слева и сверху даны прямоугольные координаты измеренных площадок относительно центра галактик. Каждой площадке на картах соответствуют два числа: верхнее обозначает поверхностную яркость, нижнее — показатель цвета в международной системе. В правых верхних углах дано направление экваториальных осей. Разрез y = 0 на всех картах соответствует направлению перемычки.

На основании данных карт распределения яркости и цвета путем сложения интенсивностей отдельных площадок были вычислены интегральные звездные величины и показатели цвета галактик. Полученные значения вместе с данными других авторов приведены в табл. 1.

Данные Тифта для NGC 3351, взятые из [5], приведены к международной системе по формулам, приведенным в [7].

Как видно из таблицы, согласие наших данных с данными других авторов в основном хорошее. Определенное расхождение имеется между значениями интегральной величины NGC 3351, полученными нами и Петтитом. Однако результат Петтита расходится также с данными Тирта. В обоих случаях видно, что интегральная ярхость этой галактики с диафрагмой 5.7 должна быть больше, чем значение, данное Петтитом. С целью дополнительной проверхи, на основании карты распределения яркости и цвета, мы вычислили звездную величину и показатель цвета NGC 3351 в области диаметром 0.6, где имеются измерения и по Тифту.

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

Согласие исключительно хорошее. Возможно, что ошибка у Петтита вызвана неправильной наводкой телескопа на центр галактики.

3. Распределение яркости и цвета. a) NGC 3351. Эта галактика типа SBb входит в состав группы галактик во Льве. Она имеет ту примечательную особенность, что ее ядро, погруженное в яркую бесструктурную перемычку, согласно [8], состоит из горячих пятен, которые даже при небольших передержках теряются на фоне яркой центральной части. Круговые спиральные рукава, составляющие ломаное кольцо, исходят из краев перемычки и после обращения вокруг ядра на 180° почти касаются противоположного конца перемычки. По классификации де Вокулера NGC 3351 принадлежит к типу SB (r) b.

На рис. 1 приводятся кривые распределения яркости и цвета вдоль (сплошная линия) направления перемычки, проходящего через ядро и перпендикулярно к нему (пунктирная линия). Распределение яркости дано в нижней части рисунка, а показателей цвета — в верхней части. По оси ординат отложены поверхностные яркости и показатели цвета. Из графика видно, что распределение яркости по обеим осям одинаково до расстояния 22" от центра, после чего на некотором интервале яркость вдоль направления перемычки превосходит таковую вдоль перпендикулярного к ней направления. Очевидно, что это вызвано наличием перемычки. Далее поведение обеих кривых с некоторыми флуктуациями одинаково. Средняя поверхностная яркость перемычки, вычисленная путем усреднения интенсивностей в точках, находящихся на оси перемычки, оказалась равной 21¹¹2 с кв. секунды дуги, а после исправления за галактическое поглощение — 20^m9. При этом были исключены яркости ядра и двух смежных ему областей, принадлежащих яркой центральной части галактики. Полученное значение совпадает со средним значением поверхностной яркости перемычек, полученным нами для большой группы спиральных галактик SB [9]. Это еще раз подтверждает сделанный нами вывод о том, что дисперсия средней поверхностной яркости ярких перемычек невелика.

237 - 2

2

110

11

- 77	-h	 	
	uv	 ua	

Каллоглян Петтит [4] Тифт [5] Холмберг [6] NGC Cl CI D CI CI D размеры mpg m_{pg} размеры mpg mpg 3.65.0 9.36.4 5.7 +0^m84 10¹⁰81 +0.277 10^m83 +0.72 3.18 10^m48 10^m65 +0 72 3351 12.28 +0.71 0.63 12.33 +0.720.6 ____ _ _ _ 12.11 +0.55 2.3 3367 12.15 +0.65 2.0 — _ _ -____ 3384 10.90 +0.85 2.4 4.5 11.02 +0.87 4.1 --_ _ --

Интегральные звездные величины и показатели цвета галактик

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 3351

T	105.4	1	102.6	91.2	79.4	108.4	57.0	41.6	34.7	22.5	12.6	9	11.4	22.5	34.2	45 6	32.9	68.4	79 H	11 2	102.6	111.0	125 4
y. \	143.4	114.0				672 H I		- 11	11 1	43.70	25 18	73.50	24.0	21.67	21.01	23.86	21 69	24.01	23.98				N
148,2						6J 07					100 (0)	1.1.	21 W	11.70	1.1 10	67.50	42 20	71 .1	1.444	23.28		1 11	1
136.8					21 1	21 16	23 70	23 24	21.901	.1 249	20 1	0.90	1.15	0.80	1 00	0.69	n 39		0.11	20.00	11.34	6-1 •1	5
125.4					23 ^G 1	.3 74	1.64	21.52	23,84	23.63	1.35	0.44	23.50	11-84	0.56	0.74	0.62	11.56	23 0	21.01	23.94		1
114.0			23 96	24 68	25.84	25.62	23.49 8 G	23. JP 1.01	23.52 1 D ⁴	21 60 0 74	23 56 0 63	21.65	23.0	24 65	23 52	23 20 0 67	23.24	1 09	0.17	23 90			h
102.6			24 19	21.70	21.05	23 12	23 39 0 78	2 - 34 0 66	23 26	1.31	23.45	23 64	23.50	10.65	23,66 0,81	21 40 0 41	23.10	2.1 OU 0 (s)	Q h3	23 53	23.78	1.23.96	
91.2		24 118	24 05	23 90	23.36	23 24 U Ŭ	23 18	-12 N2	22.45 -0.73	25.16	23.15 0 NS	23.17 D 70	23.17 d 05	131 25 1 D	23 46	23.2° 0.90	21.04	22.9% 0.84	23 44	51.64	24 02	23.58	
79.8			23 65	21 07	23.28 U. U	23 On U SI	23 65	22 T# U 14	22.97 1.05	22 QT 11 50	22 76	22 82 0 91	22 35 10 72	22 71 -0 92	22.68 D 84	22.56 0.96	23 28	22 8M 0 90	23 (18	23.44			
68 4		I I	23.78	-	23.24	15 22 1 UI	21.78	12 66 0 82	22 60	22 '9i 8 -	22 60 0 44	22.06	22 00 12 74	32-38 -0-82	22-42 0-90	22 18	23 00 U.97	23 19 0.91	23 0. 0 84	21.44 1.09	10,80 11,94	23,90	
57 0		- 0	.9.7.		21.61	21.4	1	22 51 0 90	80.11	22 11	22 09	21.56	.12 02 (1 M)	22.17 0.56	21 14	12 42	22 61	73 12 10	22.58 U AS	23 01 D 12	21 39 0 80		
45.6			21.60	23.1.	23 12	Z! 87	12 3	22 10	11 96	21.93	22 8	12 28	22.27	21 25	21 72	22.07	22 51 0.92	22 72	12 93	22.54	21.46 0.75	23.47	1
34.2		23 89	23.13	21.35	12.10	12 11	2 %	21.92	22 07	22 02	22 14	22 18	22 18	22.35	22 12	21 67	12 12 0 80	22 70	22.91	22 96 0 76	23 42 1 02	21.72	
22.8		0,71	21 04	23.16	22.01	22 64	22 -18	21 96	12 66	11.92	21 76	21.38	21 43	21 80	21 95	22.04	21,88	22 70	23 00	22.93	21 44	13 96 0 91	
11.4	24 16	24 08	23 14	23 13	22 73	21.45	21 9"	21 82	21 72	21.36	20 78	20 05	20 38	21 41	21 72	21 8'-	21.82	22.40	72.85	22 78	2.1.20 0.11	21.19	
8	23.78	23.34	0.84 [23:59]	23 .4	22.74	1 23	22.04	21 64	21 24	20.95	20.15	15 28	20.05	20.95	21.25	21.49	21.8.1	22 38	22 78	22 81	23 24	23.98	24.01
11.4	23 76	23 13	23 50	2.1.25	12 95 12 95	22 29	1 46	11 60	21 3	11.34	20.83	19 72	20 46	21 18	21 -13	21.69	22.00	22.44	22.82	23.25	23 27	21.00	r
22.8	23 68	23 .33	0.54 21.52	0 72	11.91	2 44	0.70	21.85	11 101	21 81	21 4	21-01	21.26	21.15	21 - 19	21 65	22.05	22 17	12 97	23 00	23.24	24.96	
34.2		0 70	0 48	23 47	0 90	0.41	01 7.3	0 N/	11 97 601 51	12 1-	21.98	21.95	71 84	21.05	31 69	22 16	22.31	22 41	22 69	23.23	23 61		
45.0		23.05	0 33	0 82	1 03	11 85 73	22.23	11 Bi	1.00	1 96	11	20 10	22.21	22.42	22 19	22.44	22 47	22.73	23 (M	23 IM	23 16	21-01	
57.0	23 96	0 56	0.50	0.95 25.21	0 77 21 15	0.95 51 78	0,NF 52	22.35	22 21	21 54	22 12	22.19	22.11	22.87	22.34	22.37	22.34	22.63	22.95	23.41	23.41	21-04	
68.4		1 00	1 39	0.00	0.84	0.74 23.62	9 99 22 74	11.85	19 HA	0.61	22 12	22.32	22 16	22 50	22.	22.40	22.89	22.91	23.24	23.32	24 11		
79.8		0.75	0 95	21.35	0.70	0.85	11 197	22.92	0.84	0.53	0 71	ON	22 65	22.60	22 61	22.67	23.06	22.98	23.16	0 11 1			
01.0		12 74	0,28	0.55	0.79	1 83	1.01	8 95 13 03	0.85	6.69	1.01	23.00	D 13 22 94	0.87	10 66 22 94	22 64	0.95	23.00	23.11	23.50	23.94		
100 5		45 71	1.05	0.91	0 %	1.00	0.90	6 89 23 m	0.84	1.01	0,86	0.205 27.30	0.75	0.70	1.09	0.87	0,80 23,06	0,96	Q.62 23.97	23.85			
114.0				0 97	0.91	1.00	1 101	0 73	21.25	0.80	1 03	0.41	1 23	0.87	1 03	0,96	0.78	6.11	1 20	0.92			
105 4		1		20 /1	1 15	0 10	D 15	P-51	11.50	1.02	0 59	1 10	0 77	1.03	0 9 ⁻ 23 14	0.91	0.72	24.00					
120.4		1			11 .0(1	0.69		43.47	0.6	1.01	0.24	0.69	0.90	0.79	0.59	0.96							
136,8							23 70	23.14	23 31		1.03	0.6	0.91	0.35	0.80	23 62	21 58						
146.2									23.11	23 36	23,26	23 23	U 10	U 70	23.19	02 98	211 (50)						
159.6								23 15	23 74	23.80	23.h2	23 58	23 40	23.35 U.78	23.53	23.88							

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

По данным карты распределения, поверхностная яркость центральной площадки, т. е. ядра галактики, равна 18. З с кв. секунды дуги. Соответственно, видимая интегральная величина ядра равняется 13. О. Если использовать



модуль расстояния галактики, равный по Холмбергу 29.8 [10], то абсолютная величина ядра получается — 16^m8. Абсолютная величина самого ядра после исключения яркости окружающего фона вряд ли может быть более чем на 0^m8 больше приведенного значения. При этом для поверхностной яркости окружающего фона принимается значение 19^m0 с кв. секунды дуги, которым по рис. 1 обладают области, находящиеся на расстоянии около 5^m от центра. Сравнивая значение —16^m3, полученное после исправления за галактическое поглощение, с абсолютными величинами ядер SB-галактик, оп-

ределенными в [11], можно заключить, что NGC 3351 обладает ядром высокой светимости. Следует подчеркнуть, что под ядром NGC 3351 мы подразумеваем разорванный комплекс в центре галактики.

На недавно установленном двухметровом телескопе Шемахинской обсерватории нам представилась возможность получить снимок ядерной части NGC 3351. Приведенная в настоящей статье фотография снята с пластинки, полученной в первичном фокусе телескопа с масштабом 23" на 1 мм. На снимке видно, что одно из трех сгущений, составляющих ядро галактики, имеет продолговатую форму и яркой перемычкой связано с другим, более слабым сгущением. Третье сгущение как бы обособлено от них и является сравнительно ярким. При внимательном рассмотрении негатива можно видеть, что это сгущение в действительности представляет собой петлевидное образование. Все три объекта погружены в довольно сильный непрерывный фон.



Рис. 2. Ядерная часть NGC 3351. Свимок получен на пластинках OR — WO ZU2 без фильтра. Увеличена в 10 раз.

Նկ. 2. NGC 3351 գալակաիկայի կորիզային մասը։ Լուսանկարն ստացված է OR – WO ZU2 Phebabbeh վրա առանց լուսագտիչի։ Խոշորացված է 10 անգամ։

Как видно из рис. 1, ядро галактики, имеющее показатель цвета +0."53, является самой голубой областью на всем протяжении обоих приведенных разрезов. Цвет в центральных частях быстро краснеет при удалении от ядра. Известно, что в спиральных галактиках обычно наблюдается обратная картина. Наблюдаемым у галактики NGC 3351 свойством обладает ряд других галактик, исследованных Б. Е. Маркаряном [12]. Анализ данных таких галактик с аномаль-

1/2	136.8	125.4	114.0	102.6	91.2	79.8	68.4	57.0	45.6	34.2	22.8	11.4	0	11.4	22.8	34 2	45.6	57_0	68,4	79 N	91_2	102.6	114.0	125.4
68_4														24.00	23_80				1					
57.0									24.08	23,56	23.59	23.60	23.45	23.52 0.59	23.71	23.40	23.45	23 80	24112					
45.6						23.52 0.59	23 38	23.53	23.11	23.16 1.01	22,86 0.87	22.88	22.96 1.10	22.82 1.16	22,80 0,94	22.82 0.87	22.98	23-10 0.94	21.36	23.44	23.79	24.12		
34.2					23.33 0.47	23.34 1.15	22.94 1.09	22.81 1.09	22.61 0.96	22.63 1.07	22.31 0.90	22.38 1.03	22.43 1.05	22.43 0.97	22.45 0,96	22.44 0.94	22.44 0.96	22.71 0.94	22.95 1.14	23.07 U.N7	23.12 0.69	23.70		
22.8		24.02	23 76 U 74	23 34 1 11	23.01 0.99	22.78 1.05	22.69 1.05	22.31 0.91	22.12 0.93	21.90 0,88	21.72 0_88	21.55 0.94	21.37 0.89	21.57 0.94	21.82 0.97	21.98 0,90	22.24 1.00	22 .18 0.97	22 57 0 94	22.66 1.03	22.90 0.50	23.07 0.84	23.32 0.94	23.62 1.18
11 4	23.N5	23 53 1.20	24 52 1 08	25 01 0 95	22.78 0.94	22.54 0.96	22.22 0_87	22.00 0.94	21.75 0.94	21.55 0.94	21.25	20.40 0.91	19.78 0.83	20.40 0.91	21.24 0.92	21.55 0.89	21.88 0.94	21 93 0.82	22.37 0_98	22 58 0 97	22.78 0.99	22.95 0.96	23.36 1.06	23 64 1 18
0	23.98 1.05	23.40	24 30 1 15	22 95 1.07	22.61 0.94	22.47 0.97	22.17 0.91	21.84 0.97	21.55 0.9 3	21.35 0.93	20.78 0.82	19.58 0.85	17.70 U.71	19.62 0 NU		21.39	21.72 0.90	21.96 0.90	22.25 0.54	22.60 1.01	22.72 1.11	22.90 1.03	21.36 1.26	21 14 U 94
[] 1	23 70	23 24 11,40	23 19 U 45	22.75 0.89	22.86 1.25	22.50 1.01	22.26 1.03	22.04 0.98	21.72 1.00	21.40 0.91	21.09 0.94	20.15 0.78	19.51 0.75	20.13 0.69	21.17 0.90	21.47 0.80	21 75 0 80	22.07 0.83	22.45 0.99	22.55 0.92	22.88 0.96	23.10 1.04	23,96 1,20	
2.8	21.82 0.84	23.50 0.41	23.18	22.92 0.94	22.72 0.80	22.62 1.09	22.42 0.97	22.14 0.86	22.00 0.86	21.73 0.82	21.52 0.85	21.34 U.84	21.13 U.83	21.45 0.94	21.67 U.NG	21.80 0.82	22.04 0.84	22.41 U.97	22.73 1,10	22.79 1.06	22.94 0.78	23.35 0.82	23.88 0.46	23 93
34 2	23,66	23.67 0.52	23.52 0.56	23.18 0.84	23.01 0.92	22.77 0.99	22.62 1.01	22.51 0.98	22.27 0.78	22.33 0.95	22.15 0.88	21.92 0.79	22.10 0.97	22.35 1.02	22.35 0.96	22.52 1.10	22.57 1.01	22.83 1.02	22.97 0.96	23.18 1.00	23,60 0,86	23,54		
45 6		23.46	23.94	23.58 0.57	23.36 0.62	23.18 0.88	23.16 1.12	22.80 0.90	22.62 0.84	22.71 0.99	22.56 0.93	22.64 0.58	22,64 U.97	22.64 1.02	22.82 1.01	23.03 1.05	23.23 1.02	23.16 0.80	23.82 U 81	23,83				
70					23,78	23.74 0.61	23.38 0.55	23.49 0.84	23,55 1,14	23.06 0.48	23.00 0.90	23.16 1.13	22.97 0.87	23.36 0.73	23.91 0.44	23,66	23.68 0.68	23,90	23.14				-	
695,4								23.94		23.80	24.11	23.96 0.84	23.52	23,74										

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Я: КОСТИ Н ЦВЕТА В NGC 3384

* * * * * * * * *

.

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

ными цветовыми и спектральными признаками центральных частей привел автора к выводу, что их ядра обладают дополнительным коротковолновым излучением незвездного происхождения. Для показателей цвета U - B, B - V центральной части NGC 3351 им были использованы значения + 0^m07 и + 0^т 75 соответственно, относящиеся к области с диаметром около 38". Наша диафрагма вырезает область с диаметром около 11", где показатель цвета в международной системе равен + 0." 53. Отметим, что это значение хорошо согласуется с данными Э. С. Парсамян [13], изучившей в трех цветах распределение яркости в центральных частях галактики. По ее данным, B-V= + 0.62 для области с размерами около 13". Показатель цвета U —В той же области равен — 0.^m16. Сопоставление всех этих данных показывает, что цвет центральных частей интенсивно синеет с приближением к ядру галактики. При этом увеличение разницы между В - V и U - В позволяет заключить, что предполагаемое дополнительное излучение незвездной природы присутствует в самом ядре.

6) NGC 3384. Эта галактика типа SB0 также является членом группы во Льве. Ее радиальная скорость отличается от таковой для NGC 3351 лишь на 100 км сек. NGC 3384 обладает яркой центральной частью с диаметром около 35". По Бюраканской классификации галактика оценивается баллом 3.

На рис. З приведены кривые распределения яркости и цвета по большой (сплошная линия) и малой (пунктирная линия) осям галактики, построенным по данным карты распределения. По этим кривым можно определить ход изменения сплюснутости галактики при продвижении к краям. Из рисунка можно видеть, что внутренние изофоты, относящиеся к яркой центральной части галактики, до расстояния около 15" являются круговыми. Затем сплюснутость галактики ($\varepsilon = 1 - - b/a$) постепенно увеличивается и с расстояния от центра примерно в 50" остается постоянной, в среднем равной 0.50. Такая картина строения галактики находится в полном согласии с тем, что получено Деннисоном [14]. Отметим еще, что, по данным этого автора, самая центральная изофота с

радиусом в 2[°] является вытянутой со сплюснутостью 0.30. Таким образом, мы видим, что форма изофот галактики при удалении от центра меняется довольно значительно и немонотонно. Можно допустить, что подобная картина является результатом наложения различных подсистем звезд. К аналогичному заключению пришли авторы работы [2] в случае некоторых линзовидных и эллиптических галактик.



Особый интерес представляет характер распределения цвета в NGC 3384 (рис. 3). Из рисунка видно, что в противоположность нормальным спиралям NGC 3384 постепенно синеет при приближении к ядру. Следует думать, что роль составляющих I типа звездного населения постепенно уве-

1	57.0	45.6	34.2	22.8	11.4	U	11.4	\$2.8	31.2	45_6	57
7.0			23.79	23.46	23.43 0.58	23.50 0.91	23.74				Ν.
.6			23.38	23.06	22.92 0.75	22.53	22.49	22.78 0.70	-	-	
2		23.41	22.67 0.55	22 58 U 72	22.57 0.54	22.24 0.73	22.19	21.78	22 16 0 60		
2.8		22.39 0.45	22.06	21,90 0,54	21.84	22.14	21 94 0 56	21.75	21.98	22.89 0_58	
1.4	23 64	22.42	21.70	21.39	21.47	21.31	21.0	21.73 0.66	21.79	21 2	
)		22.48 0.36	21.43	20.77	21.04 0_90	20.43	21 18 0.93	21 38 0 6	22.10	22.24	23,88
1.4		23.53	22.04	21.21 0.50	21.26	21 49 0 79	21.77 U_85	21 61	21 74	22 62	1
2 A	23.58	23_44	23.39	22.56	21.66	21.53	21.89 0.78	21.70 0.59	21.98	23.28	
42		23.45	23.29	22.72	22 28 0.65	21.95 0.63	21 65	21.92 0.50	22 91		
5.6			24.10	22.94	22.59 0.69	22.45	22.86	23.55			
7.0						23.92					-

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА В NGC 3367

По распределению цвета NGC 3367 является нормальной спиралью: существует определенная тенденция к посинению галактики при продвижении к ее краям. Цвет перемычки, который вследствие малости масштаба в чистом виде удалось измерить только в двух областях, смежных с ядром, почти не отличается от цвета ядра. Перепад показателя цвета от центра к краям составляет примерно 0. 5. Имеющиеся флуктуации в распределении цвета и яркости должны быть приписаны спиральной структуре галактики.

Средняя поверхностная яркость перемычки после исправления за галактическое поглощение оказалась равной 20^{тв} с кв. секучды дуги, что опять-таки говорит о том, что средние поверхностные яркости большинства перемычек меняются в довольно узком диапазоне звездных величин.

4. Зависимости относительных интенсивностей и средних поверхностных яркостей от показателя увета. Результаты детальной колориметрии позволяют исследовать распределение относительных суммарных интенсивностей и средних поверхностных яркостей тех участков в галактиках, показатели цвета которых заключены в разных интервалах. С этой целью мы построили диаграммы двух типов. На первой из них по оси абсцисс откладываются интервалы показателей цвета, а по оси ординат -- суммарные интенсивности тех областей в галактике, показатели цвета которых заключены в этих же интервалах. На второй диаграмме по оси ординат откладываются средние поверхностные яркости областей с показателями цвета в интервалах первой диаграммы. Очевидно, что отобранные таким способом области находясь в одном и том же интервале показателей цвета, могут относиться к различным структурным деталям галактики. Построение диаграмм I рода дает представление об удельном весе областей, обладающих соответствующим цветом, в интегральной яркости галактики. Распределения II рода, грубо говоря, дают возможность судить о мощности подсистем звезд, обладающих различными цветами в данной галактике.

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

Выбор ширины интервалов показателей цвета может быть произвольным, но, очевидно, чем они уже, тем больше возможность выявления деталей. С другой стороны, нижний предел ширины интервалов ограничивается ошибками измерений показателей цвета. В случае исследуемых галактик мы нашли целесообразным разбить весь диапазон показателей цвета на интервалы шириной в 0^т2. При этом один из интервалов выбирался так, чтобы содержать в середине значение интегрального показателя цвета галактики. Построенные таким образом диаграммы для NGC 3351, 3384 и 3367 соответственно представлены на рис. 4, 5 и 6. По оси абсцисс отложены показатели цвета, а по оси ординат для нижних диаграмм-суммарные фотографические яркости в процентах от интегральных яркостей галактик, для верхних диаграмм - средние поверхностные яркости областей с показателями цвета в данном интервале. При вычислении средних поверхностных яркостей усреднялись интенсивности площадок в соответствующем интервале показателей цвета.

Из рис. 4 видно, что в случае NGC 3351 50% интегральной яркости галактики обуславливается излучением областей, показатели цвета которых попадают в интервал, содержащий значение интегрального цвета галактики (+0. 84). С количественной стороны такой результат является не совсем тривиальным, поскольку интегральный цвет галактик определяется как средневзвешенное от яркостей участков, имеющих показатели цвета в довольно широком диапазоне. Другой особенностью диаграммы; следует считать асимметричное распределение относительных яркостей по отношению к максимуму. Диапазон показателей цвета с левой стороны от максимума в два раза шире, чем с правой. Этим свойством, по-видимому, должно обладать большинство спиральных галактик из-за наличия в них спиральных рукавов.

На диаграмме зависимости средних поверхностных яркостей от показателя цвета бросается в глаза максимум в интервале $CI = 0.^{m}35 - 0.^{m}55$, обусловленный ядром галактики. Если вычесть яркость ядра, то поверхностная яркость в этом интервале упадет до уровня пунктирной линии. И в.

этом случае можно видеть, что области с меньшими, чем интегральный, показателями цвета в среднем имеют большую поверхностную яркость, чем области с большими показателями цвета. Это должно быть обусловлено относительно мощ-



ными спиральными рукавами и пекулярным ядром галактики. Из диаграмм также видно, что после исключения яркости ядра наивысшей средней поверхностной яркостью обладают области в интервале вокруг интегрального цвета галактики.

Рассмотрение аналогичных диаграмм для NGC 3384

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

(рис. 5) приводит к следующим выводам: а) как и в случае NGC 3351, около 50% интегрального излучения заключено в интервале интегрального цвета галактики. Однако в отличие от NGC 3351 остальная часть яркости приходится всего на два интервала, смежных интервалу интегрального цвета галактики. Это может быть объяснено различным морфологическим типом этих двух галактик; б) средняя поверхностная яркость постепенно уменьшается с увеличением показателя цвета. Подобная зависимость целиком отражает обнаруженное выше по двум разрезам посинение галактики к центру. По этой диаграмме, однако, указанное свойство галактики выявляется более наглядно, показывая вместе с тем, что посинение к центру происходит по всему изображению галактики.

В случае NGC 3367 (рис. 6) суммарная яркость областей в интервале, соответствующем интегральному показателю цвета, ссставляет $45^{0}/_{0}$ интегральной яркости галактики. Области с показателями цвета от 0.^m35 до 0.^m55 в интегральную яркость галактики вносят около 1.8 раза болыше яркости, чем области в симметрично расположенном относительно интегрального цвета интервале (Cl = 0.^m75 - 0.^m 95). Такого рода асимметрия, по-видимому, определяется поздним морфологическим типом галактики.

Рассмотрение второй диаграммы показывает, что средняя поверхностная яркость не зависит от показателя цвета, если исключить яркость ядра из последнего интервала (пунктирная линия). Получается, что, несмотря на имеющуюся дисперсию поверхностных яркостей в каждом интервале показателей цвета, среднее значение яркости в конечном счете оказывается постоянным, независимо от показателя цвета. Этим свойством NGC 3367 резко отличается от двух предыдущих галактик. В этом проявляется соотношение яркостей спиральных рукавов и центральных околоядерных областей NGC 3367.

Таким образом, построенные диаграммы дают возможность выявить характерные особенности, присущие тем или иным галактикам. Можно было думать, что обнаруженные

различия в диаграммах рассматриваемых галактик, обусловлены лишь аномальностью двух из них (NGC 3351 и 3384). Однако построение аналогичных диаграмм для ряда других галактик показало, что они и в случае нормальных галактик одного



КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

и того же морфологического типа по существу отличаются друг от друга.

Автор выражает благодарность дирекции Шемахинской обсерватории Академии наук Азербайджанской ССР за предоставление возможности получить снимок центральной части NGC 3351.

u. s. Pullogisur

ՁՈՂԻԿԱՎՈՐ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԳՈՒՆԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆ, IV

Ամփոփում

Բերվում են NGC 3351, NGC 3367 և NGC 3384 ձողիկավոր գալակտիկաների մանրակրկիտ գունաչափունվան արդյուն չները, Հայտնաբերված է, որ NGC 3384 [SB0] գալակտիկան աստիճանաբար կապտում է դեպի կենտրոնը մոտենալիս, հննադըրվում է, որ միևնույն խմբին պատկանող NGC 3351 և NGC 3384 զալակտիկաներում գույնի բաշխման և կենտրոնական մասերի կառուցված չի մեջ դիտվող առանձնահատկունվունները կարող են նրանց երիտասարդունվան արտահայտունյուն լինել, Առաջարկվում է մանրակրկիտ գունաչափունվան արդյուն չների օգտագործման նոր եղանակ, որը նուլլ է տալիս աացահայտելու գալակտիկաների որոշ լուրահատկուն լունները,

A. T. KALLOGHLIAN

THE COLORIMETRY OF BARRED SPIRALS. IV

Summary

The results of detailed colorimetric investigation of the barred spirals NGC 3351, 3367 and 3384 are presented. The galaxy NGC 3384 of type SB0 becomes regularly bluer toward its center, while NGC 3351 is relatively blue just in the nuclear parts. The observed anomalities in the color distribution and the central structure of the NGC 3351 and NGC 3384, which belong to the same group of galaxies perhaps

are due to the youthness of them. The results of detailed colorimetry are used to investigate the dependences of relative intensities and mean surface brightnesses from the color (Fig. 4, 5, 6). The proposed new method allows to reveal some properties of the galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Т. Каллоглян, ДАН АрыССР, 26, № 4, 1958.
- 2. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Астрофизика. 1, 38, 1965.
- 3. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Огинесян., С. Н. Аракелян, Астрофизика. 2, 53, 1966.
- 4. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
- 5. G. de Vaucouleurs. Ap. J. Suppl., Ser., 48, vol. V, 233, 1961.
- 6. E. Holmberg, Medd. Lund Obs., Ser. II, No 136, 1958.
- 7. H. L. Johnson, Ap. J., 116, 640, 1952.
- 8. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage. A. J., 61, 97, 1956.
- 9. А. Т. Каллоглян, Сообщения Бюраканской обсерваторин, 33, 19, 1963.
- 10. E. Holmberg, Arkiv f. astron., 3, Hafte 5, 1965.
- 11. А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян, Сообщения Бюраканской обсерватория, 36, 31, 1964.
- 12. Б. Е. Маркарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 34, 3, 1963.
- 13. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 3, 529, 1967.
- 14. E. Dennison, A. J., 59, 320, 1954.
- 15. P. W. Hodge, A. J., 68, 237, 1963.
- 16. C. J. Webb, A. J., 69, 442, 1964.

Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, Н. Л. Каллоглян

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ВОКРУГ NGC 7023. II.

В течение лета и осени 1967 г. продолжались поиски вспыхивающих эвезд в области, окружающей NGC 7023. Фотографические наблюдения велись на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Было получено 60 пластинок с 340 экспозициями в виде цепочек. Общая продолжительность всех экспозиций составляет ~ 29^h. На этих пластинках обнаружено 6 новых вспы-*Таблица 1*

Звезда (СПЗ)	2	ĩ,	m _{pg} (min)	mpg	Дата вспышки (1967)
1601	20 ^h 41 ^m 8	69°06′	17 <u>"</u> 8	0 ¹¹¹ 7	13 августа
1601				0.6	28
1602	20 44.1	67 12	17.7	0.9	31 "
1603	48.3	66 15	17.9	1.0	28 "
1604	49.2	68 52	17.8	0.9	4 сентября
1604			18.0	0.6	28 августа
1605	20 50.5	68 43	17.8	1.4	З септября
1606	20 05.6	66 18	17.9	0.7	3 "

Ноные вспыхивающие звезды

хивающих звезд, карты отождествления которых даны в Астрономическом циркуляре (№ 485, 7, 1968). Данные об этих энездах (номер СПЗ, координаты для эпохи 1950.0, яркость в минимуме блеска, амплитуда наблюденной вспышки и дата вспышки) приведены в табл. 1. Первые три вспыхивающие звезды в области NGC 7023 были открыты нами ранее [1].

Таблица 2

	Оценки я	ркостей во	пыхивающих з	велд	1
Звезда (СПЗ)	U. T.	mpg	Зисэда (СПЗ)	U. T.	mpg
1601	22 ^h 20 ^m	17 ^m 6	1604	19 ¹ 18 ¹⁰	18 ^m 2
(перпая	26	17.6	(первая	24	17.6
вснышка)	32	17.0	венышка)	30	17.6
	38	17.7		36	18.2
	44	17.7		42	18.0
	50	17.7		48	18.0
	10 10	1 17 7	1604	20.43	17.6
1601	19 10	17.7	(вторая	20 4.1	17.6
яснышка)	24	17.7	венышка)	-17	17.4
	30	17.7		01	18.0
1	30	17.0		07	18.0
	42 48	17.3		12	17.8
1(0)	20 20	17.4	1605	17 27	17.8
1002	26	16.6		33	17.8
	32	17.5		39	17.2
	38	17.5	i i	45	16.4
	44	17.4		51	17.6
	50	17.5		57	17.8
1.00	17 13	17.9	1606	23 18	16.7
1603	19	17.9		24	17.2
	25	16.9		30	17.4
	31	17.9		36	17.4
	37	17.9		42	17.4
	42	17.9		48	17.3

Методика измерений описана в нашем предыдущем сообщении [1], которое будем считать первым. Сравнение оце-

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

нок яркостей вспыхивающих звезд на всех пластинках показывает заметные их колсбания и вне вспышек. Следует отметить, что вследствие того, что продолжительность максимума блеска может быть короче 5 минут, т. е. меньше наших экспозиций, а начало экспозиции может соответствовать разным моментам вспышки, то определенные нами амплитуды вспышек всегда меньше реальных. Ниже приведены оценки звездных величин вспыхнувших звезд, сделанные на фотографиях, послуживших основой для их открытия, вместе с соответствующими моментами наблюдений (табл. 2).

է Վ. ՄԻՐՉՈՅԱՆ, Է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՏԱՆ, Ն. Լ. ՔԱԼԼՕՂԼՅԱՆ

ՆՈՐ ՔՌՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐ NGC 7023 ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ՇՐՋԱԿԱ ՏԻՐՈՒՅԲՈՒՄ, II.

Ամփոփում

NGC 7023 միդամածանկան շրջակա տիրույնի 1967 ն ամուն և աշնան ամիոներին Բյուրականի առաղադիտարանի 40" Շմիդա դիտակով ստացված նիխեղների վրա հայտնարերվել են վեց նոր բռնկվող աստղեր։ Դիտումների ընդհանուր տեսղունվունն $\xi \sim 20^{6}$ ։ № 1 աղյուսակում բերված են նոր բռնկվող աստղերի կոորդինատները, աստղային մեծունյունները՝ պայծառունյան մինիմում և բռնկման ամպլիտուղները, իսկ № 2 աղյուսակում՝ այդ աստղերի աստղային մեծունյունների դնահատականները այն նինեղների վրա, որոնը հիմ ը են ծառայել նրանց հայտնաբերման համար, դիտումների մոմենաների հա միասին։

L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN, N. L. KALLOGHLIAN

NEW FLARE STARS IN THE REGION AROUND NGC 7023. II.

Summary

Six new flare stars have been discovered in the region around NGC 7023 on the plates taken by 40'' Shmidt camera of Byurakan astrophysical observatory during 1967. The ef-237-3

34 L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN, N. L. KALLOGHLIAN

fective observing time is $\sim 29^{\text{h}}$. The coordinates, magnitudes of stars are presented in Table 1. Table 2 contains the magnitudes of these stars on the plates of the flares with the corresponding observation times.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 3, 1968.
Г. С. Бадалян, Л. К. Ерастова

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА RW ВОЗНИЧЕГО В ТЕЛЬЦЕ

В течение последних лет в Бюраканской обсерватории недутся систематические наблюдения переменных типа RW Возничего в двух областях созвездия Тельца — вокруг МН₂257 и вокруг МН,259 [1]. В настоящей работе собраны оценки блеска переменных за 1962—1966 гг. по наблюдениям на 40" телескопе системы Шмидта. В процессе обработки наблюдательного материала было добавлено несколько снимков, полученных на 21" телескопе за 1960—1961 гг.

Обработка полученного материала проводилась обычным способом. Все пластинки промерены на микрофотометре МФ-2А. Стандартными звездами в основном служили знезды сравнения из работы [2]. Однако возникла необходимость расширить шкалу до более слабых звездных величин. Для этой цели и для получения фотовизуальных величин звезд сравнения использовалось открытое звездное скопление NGC 1647 [3]. Поскольку предельная звездная величина наших пластинок больше, чем измеренная звездная неличина самой слабой звезды стандарта, иногда для оценок блеска переменных мы прибегали к экстраполировавию характеристической кривой в разумных пределах.

Звездные величины в синем и желтом цветах близки к интернациональным.

В табл. 1 и 2 сведены оценки блеска переменных. Ниже резюмируется поведение отдельных наиболее интересных переменных.

Т Тельца. Поражает удивительное постоянство блеска

Г. С. БАДАЛЯН. Л. К. ЕРАСТОВА

звезды, давшей название целому классу неправильных переменных звезд. В течение нескольких последних лет ее блеск в фотографических лучах колеблется в пределах, не превышающих 0.^m5. Это очень хорошо прослеживается по приведенным ниже гистограммам, построенным по результатам работ [2], [4] и полученным в настоящей статье.

UX Тельца. Характер колебаний блеска переменной в сравнении с наблюдениями 1961—1962 гг. остался прежним: небольшие неправильные колебания блеска, на которые накладываются более значительные ослабления.

GG Тельца. Колебания блеска очень небольшие. По сравнению с предыдущим периодом наблюдений никаких суцественных изменений в блеске не произошло. В спектре же, снятом нами в августе 1962 г., присутствует довольно интенсивная эмиссиовная линия H₂.

RY Тельца. В предыдущий период было отмечено [2] плавное непрерывное увеличение блеска звезды после глубокого минимума в 1958 г. [5]. Сейчас звезда как будто достигла более или менее стабильного значения блеска. Колебания небольшие, около средней фотографической величины ~ 11^m.

FS Тельца. Поразительны изменения блеска этой переменной, открытой Аро с сотрудниками [6]. Гётц [7] отмечает, что за период от Ю. Д. 2434718 до Ю. Д. 2434780 колебания блеска звезды в фотографических лучах в основном происходили в пределах от 14^m1 до 15^m0. Затем на пластинках, снятых от Ю. Д. 2435051 до Ю. Д. 2436253, граничные значения блеска изменились: 15^m2-16^m1. Наиболее быстрое изменение блеска, отмеченное им, 0. 6 за 1 день. На наших пластинках блеск звезды восбше не становился ярче 15^m7 (15^m75 — 17^m67). Необходимо отметить, что переменная на наших снимках всегда выглядит несколько размытой. Возможно, она погружена в туманность. Характер изменений блеска — сильные ослабления на фоне небольших нерегулярных колебаний. Поскольку переменная до сих пор не изучалась нами и находится в стороне от остальных, мы при-

ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА RW ВОЗНИЧЕГО В ТЕЛЬЦЕ

Таблица 1

Эвезды сравчения							
	m pv	mpg					
a	12 ^m 78	13. 52					
в	13.67	14.80					
с	14.37	15.57	ł				
d	14.46	15.97					
e	15.19	16.05					
f	15.58	16.67					



Рис. 1. Карта окрестностей FS Тельца. 24. 1. FS Васір былікіштіши шитаррі ешравал

водим карту ее окрестностей (рис. 1) с указанием использованных нами звезд сравнения. В табл. 1 даются их звездные величины.

Г. С. БАДАЛЯН. Л. К. ЕРАСТОВА

DD, CZ Тельца. Границы изменений блеска DD Тельца в фотографических лучах на наших снимках 14^т93 — 16th01. Как по настоящим данным, так и по результатам работы [2], бросается в глаза тот факт, что блеск звезды всюду близок к минимальному. Лишь изредка появляются значения блеска, близкие к максимальному. Промежуточные зрачения естречаются тоже довольно редко. Вместе с тем Гётц [7] около Ю. Д. 2435725 отметил падение блеска звезды всего за 0.03 дня на 0th7 от максимума [14th2 — 14th9], что свидетельствует о происходящих время от времени быстрых изменениях.

То же самое можно сказать относительно ее спутника CZ Тельца при сопоставлении наблюдений Гётца с нашими. Здесь быстрые поярчения, по-видимому, более редкое явление, поскольку наши наблюдения дают лишь колебания вблизи минимума. Гётц же на снимках цепочками заметил возрастание блеска на 0^m5 за 0.03 дня. К сожалению, он не приводит данных о технике получения этих снимков. Поэтому трудно сказать, произошло ли изменение действительно за 0.03 дня или это лишь интервал между отдельными звеньями цепочки, а возрастание блеска, возможно, было более быстрым.

FO Тельца. По наблюдениям П. Н. Холопова [8] звезда была причислена к переменным с некоторой осторожнопоскольку амплитуда стью, оказалась небольшой [16[™]5 — 17.[™]1]. Далее Гётц [7] приводит более значительную амплитуду: 15^m4 — 16^m9. Он отмечает быстрые колебания около максимального блеска — поярчение на 0.6 за 0.35 дня [16^m1-15^m5], ослабление на 1^m4 за 0.14 дня [15^m4-16^m8]. Наши наблюдения хорошо укладываются в пределы, приведенные П. Н. Холоповым. По-видимому, обычное состояние звезды близко к минимальному. Поярчения редки и протекают быстро, а потому выявляются только при более плотных и длительных рядах наблюдений, чему в какой-то степени удовлетворяют наблюдения Гётца.

FN Тельца. Из-за слабости звезда ранее нами не на-

ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА RW ВОЗНИЧЕГО В ТЕЛЬЦЕ

блюдалась. Блеск изменяется от 14^m7 до 16^m43 в фотографических лучах, однако большая часть оценок блеска лежит в области 15^m8 — 16^m4, т. е. звезда большей частью находится в состоянии, близком к минимуму. Гётц [7] отмечает быстрые, нерегулярные колебания блеска до 0^m4 за 0.03 дня. Амплитуда близка к полученной нами [14^m8—16^m3]. Остальные звезды таблицы- не нуждаются в специальных пояснениях. Характер колебаний блеска не претерпел существенных изменений по отношению к 1961—1962 гг. [2].

В таблице приводится также несколько оценок блеска переменных в красном цвете ($i_{\rm eff} = 6400$ A), так как в нашем распоряжении были пластинки, снятые на эмульсии Kodak O a F с фильтром Schott RG1. Они получены следующим образом. С помощью формулы, данной в работе [9], были определены красные величины звезд сравнения R, по которым оценивался блеск переменных. Конечно, это не наилучший способ получения красных величич, но другого, из-за отсутствия соответствующего стандарта, предложить трудно. Ввиду этого R-оценки следует считать грубыми и предварительными.

Как и следовало ожидать, красные показатели цвета переменных всюду положительны.

На рис. 2 приводятся гистограммы для много наблюдавшихся переменных. Данные взяты из работ [2], [4] и настоящей. Они наглядно иллюстрируют наше описание колебаний блеска переменных и подчеркивают некоторые общие черты, характерные для звезд этого типа. Во всех случаях гистограммы для фотовизуальных величин уже, чем для фотографических, указывая на меньшую амплитуду колебаний блеска переменных, чем в фотографических лучах. Гистограммы для Т и GG Тельца показывают малые амплитуды этих переменных.

Мы нанесли наши оценки блеска и цвета на диаграмму В, В-V по П. Н. Холопову [10]. Полученное распределение изученных нами переменных относительно главной последовательности напоминает картину, полученную для перемен-

Г. С. БАДАЛЯН. Л. К. ЕРАСТОВА



Рис. 2. Гистограммы для избранных переменных в Тельце в фотографических и фотовизуальных лучах. 24. 2. Зримпартибир (плишицирутиций и сплатовитиций и иниди [Риврали Валир банатаванс Руши старино фафартицийбирр банатр.

Таблица 2

061	CTB MH123/			_					
	10 1	T	UX	GG	XZ	HL	CP31357	DM	HN Testar
N9	ю. д.	ца	ца	ца	ца	ца	CESISSI	ца	ца
-	0100101 514		m		m			man	. m.
1	243/194.544	11 33	12 35	13 62	15. 20	15. 70	15-48	15 53	14. 61
2	277.229	-	13.82	13.98	16.09	15.92	15.67	15.07	13.36
3	558.476		11.6	13.8	16.1	15.8	14.8	15.4	14.9
4	561.490	-	12.43	13.60	15.93	15.76	14.79	15.46	14.79
5V	602.399	-	10.99	11.89	-		-	-	-
6	612.354	11.43	12.44	13.44	16.12	16.41	15.40	15.04	14.68
7V	612.399	10.15	10.97	11.62	13.89	14.0	13.15	13.13	13.30
8	940.577	-	11.74	13.69	15.49	15.59	15.20	15.38	14.95
9	941.460		11.96	13.70	15.74	15.68	15.30	15.22	14.86
10R	941.579	-	9.75	11.06	12.44	13.17	-	12.68	12.35
11R	2438068.186	-	9.83	10.93	11.88	13.90	12.37	13.00	12.61
12R	069.181	9.43	10.11	10.99	11.56	13.78	12.13	13.03	12.55
13R	069.217	9.40	10.43	10.96	11.81	13.72	12.19	13.15	12.69
14	115.251	-	11.7	13.7	14.9	16.2	15.4	14.7	15.2
15	116.267	-	11.82	13.70	15.12	16.26	15.12	14.82	14.83
16	116.321	-	11.96	13.76	15.23	16.34	15.00	14.83	14.90
17V	271.530	10.18	10.29	11.89	13.37	14.18	13.19	13.70	12.96
18	272.536	10.94	11.91	13.68	14.81	15.80	15.75	15.74	14.90
19	301.510		11.84	13.83	14.74	16.07	15.52	14.65	14.60
20	320.420	11.30	11.6	13.7	15.0	16.1	15.8	_	—
21	320.533	10.97	11.68	_	14.89	15.90	15.61	_	-
22	348.324	_	11.74	13.88	16.22	16.00	15.50	16.00	15.07
23	353.347		11.66	13.85	16,23	16.22	15.53	15.88	15.08
24V	353.505	_	10.11	11.79	14,18	14.44	13.05	13.88	13.55
25	355.391	_	11.65	13.92	16.30	16.05	15.27	15.95	15.24
26	377.231	_	11.69	13.88	16.34	16.05	15.64	15.74	14.95
27V	377,300	_	10.13	11.91	14.73	14.31	13.25	13.96	13.53
28	617.496	_	12.51	13.95	15.67	15.80	15.30	15.01	14.86
29	618,469	11 36	11.64	13 69	15.81	16.01	15.62	15.30	14.39
30	618.569	11 30	12 68	13 84	15 82	16.10	15.51	14.97	14.44
31	733 316	10 90	12 20	13 84	15 20	15.93	15.04	15.92	14.27
32V	2439005 484	10.42	11 07	11 68	12.92	14.52	13.24	13.51	12.75
32	385 502	11 18	11 71	13 57	16 47	15.83	15.65	14.61	15.08
34	386 -540	11,10	12 27	13 70	16 99	15.80	15.26	14.60	14.83
35	287 467		11 6	19.7	16.4	15.9	15.9	15.0	15.3
36V	207,407	_	10.22	11 79	14 42	13.86	13.04	13 78	13.80
37	367.520	_	10,33	19 45	14.03	15.60	15.55	15.06	14.96
57	449.547	-	08.11	13.45	10.42	15.09	15.55	15.00	

Таблица З

Область МНа259

No	ю л	RY Teah-	BP Teab-	DE Tent-	FS Tent-	DD	CZ	CY Tent-	FQ Teah-	FR	FM Teah-	CW Teah-	FO	FN	CX	FP
14=	ю. д.	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ца	ua	LCAB- UA
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
1	2437220.352	12 ¹¹¹ 38	12. 99	14 ^m 35	17 ^m 34	15 ^m 51	17 ^m 02	15 ^m 11	17 ^m 48	16 ^m 65	15. 72	15 ^m 95	17 ^m 10	16 ^m 29	15 62	15 ¹¹ 83
2V	220.438	10.84	11.89	12.77	15.99	13.92	15.02	13.06	15.99	15.18	14.32	14.02	14.67	14.34	13.33	13.51
3	227.358		-	14.57	17.14	_	_	_	_	-	_				15.52	15,70
4V	227.410			12.66	(14.4	_	-	-	-	_	_	_	-	_	13.04	13.27
5	230.356	12.09	13.04	14.31	17.15	14.93	17.05	14.58	16.93	17.02	15.40	15.03	16.88	16.28	15.40	15.46
6	914.401	10.99	12.80	14.40	17.61	15.80	17.07	14.80	16.97	17.70	15.53	14.72	16.89	16.43	15.37	15.57
7R	940.399	9.21	11.08	11.92	13.72	13.10	14.30	12.13	14.02	15.35	13.15	13.30	13.42	13.27	12.49	12.71
8R	2438068.211	9.34	10.70	11.84	13.13	13.45	14.50	12.19	14.05	14.90	13.32	12.33	13.69	13.40	12.49	12.91
9V	271.550	9.78	11.61	12.76	14.25	14.07	15.50	13.11	14.76	15.86	14.18	13.62	14.89	14.06	13.24	13.44
10	313.342	10.77	12.88	14.28	16.06	15.77	17.07	15.27	17.3	17.11	15.23	15.77	16.40	16_21	15.32	15.59
11	320.370	10,90	12.29	14.20	15.92	15.87	17.53	15.04	16.86	17.45	15.00	15.16	16.89	15.35	15.36	15.82
12	320.484	11.0	12.2	14.2	16.0	15.7	17.2	15.0	17.0	17.0	14.7	14.7	16.6	14.7	15.3	16.0
13	321.345	10.55	12.49	14.11	16.10	15.53	17.25	14.79	15.86	17.09	15.12	14.86	16.59	15.94	15.46	15.72
14	321.498	10.97	12.37	14.23	16.09	15.41	17.4	14.75	15.79	17.21	14.96	14.90	16.56	15.78	15.43	15.67
15	347.418	11.07	12.31	14.31	16.24	15.80	17.67	15.09	16.65	17.65	14.14	15.73	16.71	15.91	15.48	15.72
16	347.547	11.10	12.40	14.51	16.24	15.72	17.29	15.06	16.67	17.30	14.36	15.84	16.77	15.93	15.34	15.84
17	348.280	11.08	12.30	14.19	16.47	15.94	17.47	14.66	16.01	17.21	14.92	15.33	16.55	15.97	15.52	15.65

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
18V	351.255	10 ^m 15	11 ^m 75	12 ^m 78	14 ^m 35	13 ^m 96	15 ^m 95	12 ¹¹ 99	14 ^m 85	15 ^m 15	14 ^m 09	12 ^m 12	14."44	13"93	13. ^m 30	13 ^m 69
19	352.259	10.94	12.83	14.35	16.27	15.59	17.83	14.80	16.01	17.17	14.74	14.33	16.69	16.08	15.36	15.73
20V	352.317	10.14	11.65	12.75	14.31	14.12	15.84	13.12	14.82	15.92	13.79	12.88	14.61	14.14	13.33	13.46
21	353.363	11.01	12.55	14.36	16.60	15.94	17.61	15.04	16.65	17.22	14.00	15.08	16.62	16.06	15.44	15.81
22	376.269	10.36	12.77	14.23	16.07	15.60	17.55	14.43	16.10	17.42	14.69	14.56	16.54	15.72	15.45	15.69
23	377.193	10.75	12.92	14.38	15.95	16.01	17.38	14.75	16.34	17.14	15.49	15.25	16.41	15.56	15.30	15.50
24V	377.269	10.14	11.83	12.83	14.50	14.62	15.93	13.29	15.13	16.20	14.49	13.65	14.81	14.06	13.30	13.58
25	617.455	11.17	12.85	14.72	16.29	15.69	16.96	15.19	16.46	17.92	15.35	15.72	16.98	16.84	15.36	15.74
26	618.441	11.2	13.0	14.2	16.7	15.3	17.0	15.0	15.7	17.2	15.3	15.3	16.6	16.3	15.5	15.8
27	619.504	11.08	13.01	14.08	16.32	15.68	16.87	14,93	17.05	17.59	15.21	14.67	16.97	16.34	15.18	15.58
28	733.333	11.16	13.23	14.25	15.75	15.18	16.85	14.65	15.99	17,46	14.72	14.55	16.84	15.54	15.54	15.61
						-	T.	1	1					1		





24. 3. B. B — V ηματρικά βαιζή διαδακατατημού φαιβατου-4ωδατρ διαδατο

ных того же типа в NGC 2264. Нет заметной разницы в распределении для переменных двух областей МН_«257 и МН_«259.

Հ. Ս. ԲԱԴԱԼՑԱՆ, Լ. Կ. ԵՐԱՍՏՈՎԱ

በቦበፘ ጉኮՏበՂበኮԹՅበኮՆՆԵՐ ՑበኮԼኮ ՀԱՄԱՍՏԵՂՈՒԹՅԱՆ RW ԿԱՌԱՎԱՐԻ ՏԻՊԻ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

8ուլի համաստեղությունում մեկ մետրանոց աստղադիտակով կատարված են RW Կառավարի տիպի փոփոխականների երկդույն դիտումներ։ Բերված է փոփոխականների պայծառության փոփոխման նկարագրությունը։

Առանձին փոփոխականների լուսանկարչական և լուսատեսողական ճառագայթներում ստացված աստղային մեծությունների համար կազմված են հիստոգրամներ։

Ստացված արդյունքների հիման վրա կազմված է B, B–\' դիագրամ։

ON THE RW AUR TYPE VARIABLES

H. S. BADALIAN, L. K. ERASTOBA

SOME REMARKS ON THE RW AUR TYPE VARIABLES IN TAURUS

Summary

The results of observations of the RW Aur type variables in the association in Taurus made during 1960—1966 are presented.

The description of changes in behavior of the variables with time is given.

The color-magnitude diagram and the histogramms of light for some variables observed during several years are plotted.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
- 2. Г. С. Бадилян, Л. К. Еристова, Сообщения Бюраканской обсерватории, 36, 55, 1964.
- 3. A. A. Hoag, H. L. Johnson et al., Publ. U. S. Naval observatory, second ser., 17, part 7, 390, 1961.
- 4. Г. С. Бидилян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 25, 49, 1958-
- 5. G. H. Herbig, Ap. J., 133, 337, 1961.
- 6. G. Haro, B. Irlurte, E. Chavira, TTB, 8, 3, 1953.
- 7. W. Gotz, VSS, 5, heft 2, 1961.
- 8. П. Н. Холопов, Переменные звезды, 8, 83, 1951.
- 9. J. Stock, Ap. J., 123, 258, 1956.
- 10. П. Н. Холопов, Астрономический журнал, 35, 434, 1958.

Г. М. Товмасян, Р. Г. Миацаканян

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Ранние отождествления радиоисточников со скоплениями галактик [1, 2, 3] показали, что в составе скоплений, от которых наблюдается радиоизлучение, в большинстве случаев имеется какая-либо одна, очень яркая, өллиптическая, пекулярная или тесная двойная галактика. Позднее Метьюс, Морган и Шмидт [4] пришли к заключению, что ответственными за радиоизлучение в скоплениях галактик являются центральные сверхгигантские D-галактики. В то же время известно, что многие скопления галактик содержат в своем составе сверхгигантскую D-галактику [5] (вто отмечается и в [4]) и, тем не менее, они не отождествлены с известными радиоисточниками.

Для более детального исследования рассматриваемого вопроса использован выполненный недавно Товмасяном и Моисеевым радиообзор большого количества скоплений галактик [6] из списка Эйбелла [7]. Достаточно большая точность измерений координат радиоисточников в этом обзоре, порядка 1'-2', во многих случаях позволяет довольно надежно выделить галактику, ответственную за радиоизлучение. Этот обзор имеет то важное преимущество, что все исследованные скопления наблюдены в одинаковых условиях, теми же телескопами и, что особенно существенно, все они находятся на приблизительно одинаковых расстояниях от нас (исследованы скопления 5-й группы расстояний по определению Эйбелла). Среднее значение фотокрасных величин десятых по яркости галактик в скоплениях с обнаруженным радиоизлучением равно 17^{то} и не отличается от соответствующего значения для скоплений, не показавших измери-

о радиоизлучении скоплении галактик

мого радиоизлучения. Поскольку звездная величина десятой по яркости галактики скопления галактик определяет расстояние данного скопления, то полученный результат говорит об отсутствии селекции по расстояниям наблюденных галактик (дисперсия звездных величин десятых по яркости галактик в скоплениях одной группы расстояний равна 0^т.7).

Наблюдения всех 136 скоплений галактик выполнены с помощью 65-метровой антенны Австралийской Национальной радноастрономической обсерватории в Парксе на частоте 1410 Миу. Установка позволяла уверенно записывать источники с потоком в 0,2·10⁻²⁶ ватт м⁻² гу⁻¹. Скопления пятой группы расстояний были выбраны по соображениям оптимального соотношения размеров скоплений (~25') и диаграммы направленности антенны (~14'). Дополнительные наблюдения на частоте 2650 Миц с тем же телескопом, а также на частоте 408 Мги с помощью плеча восток-запад креста Миллса радиоастрономической обсерватории Сиднейского университета в Молонгло с диаграммой направленности по прямому восхождению в 1.5, позволили уточнить координаты источников и с большой надежностью отождествить 26 из обнаруженных источников со скоплениями галактик. Источник считался отождествленным с соответствующим скоплением, если находился в пределах ± 5' от центра скопления. Математическое ожидание числа случайных совпадений положений радиоисточников и скоплений галактик существенно меньше обнаруженного числа совпадений и примерно равно 2. Следовательно, за небольшим возможным исключением, обнаруженные радиристочники действительно физически связаны с соответствующими скоплениями. Во всех случаях размеры обнаруженных радиоисточников намного меньше размеров скоплений, что позволяет заключить, что радиоисточником является какая-либо одна или, возможно, две близкие друг к другу галактики скопления.

С целью выявления какой-либо зависимости между видом скопления и наличием в нем галактик определенных типов, с одной стороны, и радиоизлучением данного скопле-

г. м. товмасян. р. г. мнацаканян

ния, с другой стороны, все 136 скоплений галактик были просмотрены на картах Паломарского атласа.

Результаты просмотра для скоплений галактик с радиоизлучением приведены в таблице. При отождествлении радиоисточников применялся метод, описанный в [8]. На прозрачную бумагу наносилось несколько звезд из Смитсониановского каталога [9], расположенных в непосредственной близости от данного скопления. На ту же бумагу наносилось положение радиоисточника и вырезалась площадка, соответствующая его вероятному расположению, обусловленному ошибками измерения его координат. При наложении прозрачной бумаги на карту в вырезе вероятного расположения радиоисточника видны оптические объекты, которые могут быть ответственны за наблюдаемое радиоизлучение. Поверхность области вероятного расположения радиоисточника равнялась 8, 12, 16 или 36 квадратным минутам дуги, в зависимости от того, на каких волнах и радиотелескопах, т. е. с какими диаграммами направленности он был наблюден. Напомним, что каждое из исследованных скоплений пятой группы расстояний занимает на небе поверхность, равную в среднем около 600 квадратных минут дуги.

Фотографические величины наиболее ярких галактик определены глазомерно по голубым картам. В качестве стандартов был выбран ряд D и E галактик в интервале величин 15^m5 — 20^m из парксовских отождествлений [8, 10, 11, 12]. Точность оценок порядка 0.^m5 или несколько более.

Просмотр показал, что в 8 из 26 скоплений с радиоизлучением в центральной области каждого скопления имеется доминирующая по яркости сверхгигантская D-галактика. При этом в одном случае она находится вне области вероятного расположения радиоисточника. В пяти других случаях доминирующими являются галактика типа N, тесная тройная система галактик, Е-галактика с выбросом и две тесные двойные галактики, из коих одна — вне области вероятного расположения радиоисточника. В одном случае, а именно в случае скопления A 424, на месте скопления на картах Паломарского атласа нами обнаружена только одна галактика, вероятно типа D. Возможно, что это доминирую-

-48

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК

щая по яркости галактика данного скопления, зарегистрированного Эйбеллом по оригинальным снимкам.

В 12 аругих скоплениях, где имеется не одна, а две или больше близких по яркости галактик, в б случаях в область вероятного расположения радиоисточника попадает одна из этих ярких галактик, которая, возможно, и является источником радиоизлучения. Примечательно, что в одном только случае это эллиптическая галактика, а в 5 других — это N-галактика, причем одна из них (в А 944) имеет довольно яркую длинную струю.

Таким образом, из 26 скоплений с радиоизлучением в 12 скоплениях, т. е. в 46% скоплений, возможным источником радиоизлучения в них может быть доминирующая по яркости центральная D или обладающая какой-либо пекулярностью галактика. В 6 других скоплениях, т. е. в 23% скоплений, радиоизлучателем является одна из двух или нескольких ярких галактик скопления, преимущественно типа N. В остальном же 31% скоплений с радиоизлучением пока нельзя указать какой-либо одной яркой галактики скопления, которая может быть ответственна за наблюдаемое радиоизлучение. Следовательно, нельзя считать верным заключение Метьюса, Моргана и Шмидта [4] о том, что в основном только сверхгигантские D-галактики являются ответственными за радиоизлучение в скоплениях галактик. Виллс [13] из анализа отождествлений радиоисточников каталога 4С и отождествлений Пилкингтона [14] также приходит к выводу о том, что не только D-галактики в скоплениях галактик могут быть источниками радиоизлучения.

С другой стороны, среди исследованных 136 скоплений имеется 19 таких, в которых имеется сверхгигантская D-галактика, и 8 из них, т. е. $42^{0}/_{0}$, являются, вероятно, радиоизлучателями. Если же учесть и те скопления, в которых имеются доминирующие по яркости галактики другого типа (6 N, 9 E и 6 двойных), тогда $30^{0}/_{0}$ скоплений с какой-либо доминирующей по яркости галактикой обладают радиоизлучением. Среди скоплений же, в которых нет такой доминирующей по яркости одной галактики, радиоизлучение обнаружено у приблизительно $14^{0}/_{0}$ из них. 237—4

Г. М. ТОВМАСЯН. Р. Г. МНАЦАКАНЯН

Таким образом, мы можем констатировать, что в тех скоплениях, где имеется доминирующая по яркости галактика (главным образом типа D или N) радиоизлучение встречается около двух-трех раз чаще по сравнению с теми скоплениями, в которых нет доминирующей, яркой галактики. С другой стороны, присутствие таких галактик в составе скопления вовсе не означает, что они непременно должны обладать радиоизлучением. Ведь только около 30—40°/0 таких скоплений имеют радиоизлучение.

Приняв, что разность между фотографическими и приведенными в каталоге Эйбелла фотокрасными величинами десятых по яркости галактик скоплений равна в среднем + 0^m8 и определив таким образом их фотографические величины, можно оценить, насколько ярче в фотографических лучах доминирующая галактика скопления по сравнению с его рядовым членом, каким является десятая по яркости галактика. Как для скоплений галактик с радиоизлучением, так и для скоплений без радиоизлучения эта разность в среднем равна 0^m7. Следовательно, разность между фотографическими звездными величинами наиболее яркого члена в скоплениях галактик с радиоизлучением и обычного члена этих скоплений не больше, чем та же разность для скоплений без радиоизлучения.

Не обнаружено, кроме того, никакой зависимости между наличием радиоизлучения и компактностью или рассеянностью скопления. По многим работам известно также, что отсутствует связь и с количеством членов скопления.

В таблице приведены также радиосветимости источников, подсчитанные по формуле

$$L=4\pi R^2\int\limits_{v_1}^{v_2}S_{v}dv,$$

где *R*—расстояние до источника, определенное с помощью приводимого Эйбеллом [7] соотношения между красным смещением и фотокрасной величиной десятой по яркости галактики скоплений (постоянная Хаббла принята равной

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК

100 км/сек Mnc), і $v_1 = 10^7$ гд, $v_2 = 10^{11}$ гд. Для источников, у которых спектральный индекс не определен в работс [6], сн был принят равным среднему значению в 0.8.

Рассмотрение значений радиосветимостей показывает, что их разброс очень невелик, они отличаются друг от друга не более чем в 10 раз.

Таким образом, проведенное исследование показало, что такие оптические признаки, как вид, структура скопления и количество его членов, а также морфологический тип и яркость наиболее ярких галактик скопления не определяют однозначным образом радиоизлучательную способность рассматриваемого скопления, и что источником радиоизлучения в скоплении не в подавляющем большинстве случаев является ее наиболее яркий член.

По-видимому, здесь дело обстоит так же, как и в случае нормальных спиральных галактик [15, 16, 17] или вообще радиогалактик, где признаками, сопутствующими радиоизлучению, являются различные, оптически наблюдаемые последствия активности их ядер. Очевидно, что и в случае галактик—членов скоплений галактик—причины их радиоизлучения нужно искать в активной деятельности их ядер.

Февраль 1967 г.

		Таблица
Ne скоп- ления по Эйбеллу	Описание	L (B 1043 3p1 cen)
1	2	3
367	Доминирующая D, 16 ^m 5, находится в области источ- ника	1,1
371	Доминирующая двойная галактика в общей оболочке с более слабым спутвиком 16 ^т 8 и 17 ^т 0, находится в области источника	2,0
420	Пара ярких галактик. Одна из них типа Е. 16 ^m 7, на- ходится в области источника	4,0

г. м. товмасян. р. г. мнацаканян

	2	3
		1
474	На месте скопления видна только одна галактика ~ 20 ^m	-
531	В область источника пападают все четыре ярких га- лактики скопления: D. 17 ^m 7, и З галактики типа N, 17 ^m 0, 17 ^m 3 и 17 ^m 4	2,6
944	В области источника находится одна из нескольких ярких галактик скопления. Галактика типа N, 18 ^m 2, имеет яркую струю длиной 0 ['] 1	9,7
1041	В области источника находится доминирующая галак- тика скопления типа N, 16 ^m 2	3,0
17 72	Оба ярких члена скопления попадают в область источ- ника. Самая яркая галактика D, 17 ^m .5	1,9
2094	В области источника оба ярких члена скопления. Са- мая яркая — D, 17 ^m .5	2,3
2333	В области источника центральная доминирующая га- лактика скопления N, 17 ^m .6	2,5
2343	Центральная доминирующая тесная двойная галек- тика, 17 ^m 2, смещена на 1' к западу от области ве- роятного расположения источника	4,1
2345	В области источника находится одна из двух ярких	
	галавтик скопления N, 17 ^т 7. Вторая галавтика, типа D, находится вне области радиоизлучения	4,7
2354	В области центра скопления, где находится источник, имеется группа слабых галактик, 17 ^m 9	1.9
2363	В области источника находится доминирующая галак- тика скопления, пекулярная, Е, 16 ^{m4} . Поблизости есть в вторая галактика N, 17 ^m 2	3,0
2374	В области источника доминирующая галактика скопле-	7.9
2456	Доминирующая галактика скопления, D, 16 ^m 4, нахо- дится в области источника	1.0
2480	Доминирую цая галактика скопления D, 16 ^m 2, нахо- дится в области источника	3.6
2538	В центре доминирующая галактика скопления, D, 16 ^m 7, накодится в области источника	
2547	В области источника все три ярких галактики скоп- ления, 18 ^m 8. Здесь же имеется синий объект, нераз-	1,4
2557	личимый от звезды на синей карте Источник смещен к западу на 8' ог центра скопле-	3,1
	ния. В области источника находятся три довольво ярких галактики, 19 ^m 0	2,7

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

1	2	3
2559	В области источника находится одна из двух ярких галактик скопления (более слабая), N, 16 ^m 7	2,9
2569	В области источника одна из пяти ярких галактик скопления, N, 16 ^m 3	1,2
2580	Источник в центре скопления, где доминирует галак- тика типа D, 16 ^m 7	2,9
2587	В области источника одна из двух ярких галактик скопления. N, 18 ^m 0	2,3
2606	Домин ирующая в скоплении галактика типа D, 16 ¹⁰ 0, находится на 2'южнее области вероятного располо- жения источника	5,8
2644	Источник в центре скопления, где находится доми- нирующая галактика гипа D, 16 ^m 2	16,0
2709	В области источника находится одна из нескольких ярких галактик скопления типа Е, 18 ^m 0	3,1

Հ. Մ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ, Ռ. Գ. ՄՆԱՑԱԿԱՆՑԱՆ

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԿՈՒՅՏԵՐԻ ՌԱԳԽՈՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Պալոմարի քարտեղների վրա ուսումնասիրված են [6] աշխատանքում ռադիոմենոդներով դիտված 136 գալակտիկաների կուլտերը, որոնք պատկանում են երբըլի ցուցակի [7] հեռավորունլունների 5-րդ իմբին, Ռադիոճառագալնում ունեցող 26 գալակտիկաների կուլտերից 46⁰/0-ում ռադիոճառագալնողը D տիպի գերչսկա կամ մի ուրիշ առանձնահատկուն լուն ունեցող կուլտում գերիշխող գալակտիկա է։ 23⁰/0-ի մոտ ռադիոաղբլուրը նույնացվում է առավելապես N տիպի գալակտիկայի հետ, Իսկ կուլտերի 31⁰/0-ում դժվար է նշել որոշակի ռադիոճառագալնող գալակտիկա, Ուրեմն ճիշտ չէ այն եննադրուն լունը, որ գալակտիկաների կուլտերում

ռադիոճառագայթեող անդամները առավելապես D տիպի դերճակա գայակտիկաներ են։

Նկատվում է, որ ենե կույտի մեջ գտնվում են մեկ կամ երկու գերիշխող գերչնկա D. N. E տիպի կամ կրկնակի գալակտիկա, ապա այդպիսի կույտերում մոտ 2–3 անգամ ավելի չաձախ է ռադիոճառագայնեւմ դիտվում, քան այն դեպ բերում, երր կույտում էկա որևէ գերիշխող գալակտիկա։ Իրոջ. ուսումնասիրված 136 դալակտիկաների կույտերից 19-ը պարունակում են D տիպի դերչսկա գերիշխող գալակտիկա, և Նրանիցից 8-ի (42°) մոտ է. ող գիտվում է ճառագայնեում, Երբ կույտում գերիշխողը ուրիշ տիպի գալակտիկա է (N. E կամ կրկնակի), ապա այդպիսի կույտերի մոտ $30°/_0-ը ունի ռագիոճառագայնեւմ, Իսկ գերիշխող գալակտիկա$ չունեցող կույտերի միայն 14°0-ը ունի ռադիոճառագայնեւմ։

Կուլտերի ռադիռճառագալթեումը կապված չէ նրանց արտաքին տեսքի, կառուցվածքի և անդամնների քանակի հետ և ոչ միշտ է, որ ռադիռճառագալթեումը գալիս է կուլտի գնրիշխող անդամից։

Հավանաբար, այստիղ ևս, ինչպես և ընդհանրապես ռաղիսգալակտիկաների դեպքում, ռադիոճառագայթժման տեսանելի հատկանիշները կապված են նրանց միջուկների ակտիվուժյան հետ,

H. M. TOVMASSIAN, R. G. MNATSAKANIAN

ON THE RADIO EMISSION OF THE CLUSTERS OF GALAXIES

Summary

136 clusters of galaxies, which belong to 5th group of distances in Abell's list (7) and had been previously observed by radio means (6), were investigated on the Palomar Sky Survay Prints. Among 26 clusters with detected radio emission in $46^{\circ}/_{\circ}$ of cases the radio emitter is a giant D type galaxy or a galaxy with a certain peculiarity, which is dominating over the members of the cluster. In $23^{\circ}/_{\circ}$ of clusters the radio source is identified mainly with a galaxy of N type. In $31^{\circ}/_{\circ}$

ON THE RADIO EMISSION OF GALAXIES

of them it is dificult to mention a definite member which could be responsible for the observed radio emission. Thus, the suggestion, that a D type giant galaxies are maily the radio emitters in the clusters of galaxies is not right.

It was noted, that in the clusters with one or two dominating galaxies of D, N, E types or dubles a radio emission occurs 2 or 3 times more often, than in the clusters without dominating galaxies. Indeed, among 136 clusters of galaxies there are 19 which contain a giant dominating galaxy of D type, and 8 of them, i. e. $42^{0}/_{0}$, have radio emission. In the cases, when the dominating galaxy in the cluster is of other type (N, E or duble), about $30^{0}/_{0}$ of clusters have radio emission. And only $14^{0}/_{0}$ of clusters, which do not contain dominating galaxies, have radio emission.

There is no correlation between the appearances of the clusters, their structure, number of members and the presence of radio emission. Except this, not always the radio emission comes from the dominating galaxy of the cluster. Probably, here too, as usually in the case of radio galaxies, the optical evidances of the radio emission are connected with the activity of the nuclei of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. М. Товмасян, Р. К. Шахбазян, Изв. АН АрмССР, серия физмат. наук, 14, 121, 1961.
- 2. Г. М. Товмасян, Сообщения Бюряканской обсерватории, 31, 19, 1962.
- 3. Г. М. Товмасян, А. Т. Каллоглян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 31, 31, 1962.
- 4. T. A. Mathews, W. W. Morgan and M. Schmidt, Ap. J., 140, 35, 1964.
- 5. W. W. Morgan and J. R. Lesh, Ap. J., 142, 1364, 1965.
- 6. H. M. Tovmassian and I. G. Moiseev, Austral. J. Phys., 20, 715, 1967.
- 7. G. O. Abell, Ap. J., Suppl., 3, 211, 1958.
- J. G. Bolton, M. E. Clarke, and R. D. Ekers, Austral. J. Phys., 18,, 627, 1965.
- 9. Smithsonian Astrophisical Observatory Star Catalog, Waschington, 1966.
- 10. J. G. Bolton and J. Ekers, Austral J. Phys., 19, 275, 1966.

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Г. МНАЦАКАНЯН

- 11. M. E. Clarke, J. G. Bolton and A. J. Shimmins, Austral. J. Phys., 19, 375, 1966.
- 12. J. G. Bolton and J. Ekers, Austral. J. Phys., 19, 713, 1966.
- 13 D. Wills, Observatory, 86, 140, 1966. 14. J. D. H. Pilkington, MN, 128, 103, 1964.
- 15. Г. М. Товмасян, Астрофизика, 2, 419, 1966.

16. Г. М. Товмасян, Астрофизика, 3, 427, 1967.

17. Г. М. Товмасян, Астрофизика, 3, 555, 1967.

Г. М. Товмасян

к вопросу о молодости групп галактик

В настоящее время считается бесспорным, что нетепловое радиоизлучение свидетельствует об активной фазе в эволюции космических объектов и о происходящих в них нестационарных процессах. В случае радиогалактик активная фаза обычно сопролождается выбросом из ядер этих галактик струй и сгущений, делением, иногда, самих ядер и нозникновением, возможно, целых новых галактик. С другой стороны, в нестационарном состоянии обычно находятся вновь возникшие молодые образования. Можно поэтому предполагать, что наличие нетеплового радиоизлучения означает образование или присутствие в рассматриваемой системе молодых членов.

Рассмотрим с этой точки зрения частоту встречаемости радиоизлучения у нормальных (с точки зрения мощности радиоизлучения) галактик, входящих в состав групп галактик, и у одиночных галактик. Используем для этого обзоры радиоизлучения галактик [1-4], выполненные на частоте 1400 *Мгц*. При использовании данных обзора [4] считалось, что обнаруженный радиоисточник отождествляется с данной галактикой, если он расположен в пределах оптического изображения галактики.

Отбор одиночных галактик и галактик, входящих в составы групп из указанных обзоров, произведен следующим образом. Некоторая часть из исследованных галактик содержится в составе групп галактик и двойных и кратных галактик, исследованных Ж. де Вокулером [5] и Э. Холмбергом [6]. Для другой части галактик их принадлежность к

г. м. товмасян

группам галактик была установлена с помощью данных каталога [7] и просмотра карт Паломарского атласа. При этом обращалось внимание как на значение радиальных скоростей галактик, составляющих предполагаемую группу. так и на их расположение и звездные величины.

Отбор одиночных галактик произведен более строго. В разряд одиночных отнесены только те галактики, в окрестностях которых (в области с диаметром около $4-5^{\circ}$) не имеется других галактик, менее, чем на $3-4^{m}$ более слабых, чем данная галактика, и радиальные скорости которых не меньше 1000 км/сек. Нижний предел для значения радиальных скоростей принят с целью исключения ложных одиночных галактик, поскольку за таковые могли быть приняты члены близких групп галактик. Галактики без измеренного красного смещения, кажущиеся одиночными, не были приняты во внимание.

После произведения соответствующего отбора оказалось 45 одиночных галактик, а галактик, являющихся компонентами двойных и кратных галактик, — 283 (при этом не учтечы члены Местной группы галактик, близость которых может внести некоторую избирательность в наблюдательные данные). Следовательно, около 14°/0 общего количества включенных в настоящее исследование галактик являются одиночными, что находится в соответствии с принятым в настоящее время значением.

Только у 5 из 45 одиночных галактик, т. е. у $11^{\circ}/_{\circ}$, имеется измеримое радиоизлучение. В случае же галактик, являющихся членами двойных и кратных галактик, радиоизлучением обладают 80 галактик, т. е. около $30^{\circ}/_{\circ}$. Различие становится еще большим, если в группах мы рассмотрим только первые по яркости галактики. Таковыми являются 123 из исследованных галактик. Из них радиоизлучение наблюдается у 46 галактик, т. е. у $37^{\circ}/_{\circ}$. Из тесных двойных галактик, не включенных в приведенное выше число, радиоизлучение имеется у $50^{\circ}/_{\circ}$ (у трех из шести). Среди оставшихся галактик радиоизлучение имеется у $22^{\circ}/_{\circ}$.

К ВОПРОСУ О МОЛОДОСТИ ГРУПП ГАЛАКТИК

Можно было бы думать, что относительно большее число галактик с ралиоизлучением в группах галактик обусловлено тем, что в противоположность одиночным галактикам здесь рассмотрены и более близко расположенные к нам галактики. Однако, если также и в случае галактик, входящих в группы, исключить те галактики, радиальные скорости которых меньше 1000 км/сек или неизвестны, то и тогда процент таких галактик с радиоизлучением равен 31. Для первых же по яркости галактик в группах и в этом случае радиоизлучение имеется у 36⁰/₀. Следовательно, наблюдаемое различие в относительном количестве галактик с радиоизлучением среди одиночных галактик и галактик — членов групп не является результатом различия их расстояний.

Другой возможной причиной, объясняющей наблюдаемое различие в частоте встречаемости радиоизлучения от рассмотренных категорий галактик могло бы быть различие их абсолютных светимостей. При этом можно ожидать, что галактики с большей светимостью обладают и большей мощностью радиоизлучения, в результате чего от них более часто наблюдается радиоизлучение. Однако рассмотрение абсолютных величин галактик показывает, что и этот фактор не играет существенной роли. Так, средняя абсолютная интегральная величина первых по яркости галактик, имеющих радиоизлучение, равна -19.3. Для других галактик в группах галактик, также имеющих радиоизлучение, средняя абсолютная интегральная величина лишь немного меньше этого и равна -18.9. При этом в обоих случаях учитывались только галактики с радиальной скоростью, превышающей принятое выше значение в 1000 км/сек. Среднее же значение абсолютной величины одиночных галактик, не обнаруживающих радиоизлучения, равно — 19.0. Для определения абсолютных величин галактик использованы модули расстояний, приведенные в работах [5,8], или рассчитанные с помощью радиальных скоростей при постоянной Хаббла в 100 км/сек/мпс. В случае работы [8] принималось среднее значение модуля, определенное по радиальной скорости и по классу светимости данной галактики.

Таким образом, частота встречаемости радиоизлучения

более трех раз больше в том случае, когда наблюдаемые галактики входят в состав двойных или кратных галактик в качестве их наиболее ярких членов, чем тогда, когда наблю-Различие это реальное лаются одиночные галактики. и не обусловлено избирательностью наблюдательных дан-Наличие же радиоизлучения говорит об активной ных. фазе развития рассматриваемой галактики. Значит в активной фазе развития более часто находятся галактики, являющиеся членами двойных или кратных систем, и особенно те, которые являются их наиболее яркими членами. Положение здесь аналогично Положению в скоплениях галактик с радиогалактикой, с тем, однако, отличием, что масштабы происходящих здесь явлений, конечно, гораздо меньше. И так же, как в скоплениях с радиогалактикой, в группах со слабо радиоизлучающей галактикой, возможно, происходит процесс формирования новых образований, или же можно допустить, что формирование новых образований уже имело место, и наблюдаемое радиоизлучение является лишь признаком затухающей активности в системе. Поэтому можно думать, что наличие радиоизлучения у групп галактик свидетельствует о молодости этих групп, когда более всего вероятны активные процессы.

Тот же факт, что радиоизлучение заметно реже встречается у одиночных галактик, можно истолковать тем, что последние являются выходцами из групп галактик, уже настолько старыми, что там очень мало вероятны активные процессы (примечательно, что среди одиночных галактик без радиоизлучения 29 принадлежат к поздним подтипам Sb и Sc и только 10 -- к ранним подтипам S0 и Sa. У одиночных галактик с радиоизлучением это же соотношение равно 3/2). Не исключено, однако, и обратное. Можно полагать, например, что одиночные галактики являются потенциальными источниками возниковения новых космических образований и что в их ядрах еще не начались активные процессы. Но даже и в этом, менее вероятном случае, наличие радиоизлучения должно сопутствовать образованию новых членов и, тем самым, формированию группы галактик.

к вопросу о молодости групп галактик

Таким образом, независимо от допущения той или иной возможности, присутствие радиоизлучающей галактики в группе галактик говорит о молодости некоторых членов группы. Вывод о том, что некоторая часть кратных галактик образовалась сравнительно недавно и, что в некоторых системах происходит образование новых членов, был сделан В. А. Амбарцумяном в 1956 г. [9] и в дальнейшем развит в работах [10, 11, 12]. Тот же факт, что большей частью радиоизлучающей является наиболее яркая галактика группы, говорит о большой космогонической роли таких галактик, как вто, возможно, имеет место в случае скоплений с радиогалактиками и доминирующими по яркости галактиками, преимущественно типа D [13], имеющими довольно интенсивное радиоизлучение.

2. บ. คกงุบแบรแบ

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԽՄԲԵՐԻ ԵՐԻՏԱՍԱՐԴՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ամփոփում

Ցույց է տրված, որ միայնակ գալակտիկաների 11%-ը միայն ունի ռադիոճառագայթում, մինչդեռ խմբերի կազմի մեջ մտնող գալակտիկաների դեպքում ռադիոճառագայթում ունեցող գալակտիկաների տոկոսը հավասար է 30-ի։ Այդ տարբերությունն ավելի մեծ է խմբերի ամենապայծառ գալակտիկաների համար. ռադիոճառագայթում հայտնաբերված է այդպիսի գալակտիկաների 37%-ի մոտո

Գա նշանակում է, որ կրկնակի կամ բազմակի համակարգու-Յյունների կազմի մեջ մտնող գալակտիկաները նկատելիորեն ավելի հաճախ են գտնվում իրենց զարգացման ակտիվ փուլում, որը լրացուցիչ վկայություն է հանդիսանում այդպիսի խմբերի կազմի մեջ մտնող գալակտիկաների երիտասարդության օգտին։

Г. М. ТОВМАСЯН

H. M. TOVMASSIAN

ON THE YOUTHNESS OF GROUPS OF GALAXIES

Summary

It is shown that only $11^{0}/_{0}$ of single normal galaxies have detectable radio emission at 1400 Mc s, while radio emission is detected from $30^{0}/_{0}$ of galaxies — members of double or multiple galaxies. The difference is higher for the brightest members of the groups; the $37^{0}/_{0}$ of them have radio emission.

It means that the components of double or multiple galaxies are more often in an active stage of their evolution than are the single galaxies. This may be considered as an additional evidance in favour of the youthness of the member-galaxies of some of groups of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. M. Tovmassian, Austral. J Phys., 19, 565, 1966.

2. H. M. Tovmassian, Austral. J Phys., 19, 883, 1966.

3. H. M. Tovmassian, Austral. J Phys., 21, 193, 1968.

- 4. D. S. Heeschen, C. D. Wade, A. J., 69, 277, 1964.
- 5. G. de Vaucouleurs, "Stars and Stellar Systems", v. IX, ch. 17, 1968.
- 6. E. Holmberg, Ann. Lund obs., No 6, 1937.
- 7. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, "Reference Catalogue of Bright Galaxies", Austin, 1964.
- 8. S. van den Berg, Publ. David Dunlap obs., 2, 159, 1960.
- 9. В. А. Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, серия ФМЕТ наук, 9, 23. 1956.
- 10. V. A. Ambartsumtan, A. J., 66, 536, 1961.
- 11. V. A. Ambartsumian, Transactions IAU, XI B, 145, 1961.
- 12. V. A. Ambartsumian, Proc. XII Solvay Conf., p. 1, 1965.
- 13. Г. М. Товмасян, Р. Г. Мнацаканян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 40, 46, 1968.

Р. А. Варданян

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ RW AUR

Наблюдения звезды RW Aur велись с 24 по 26 ноября 1962 г. с помощью электрофотометра Бюраканской обсерватории, монтированного на 16" рефлекторе системы Кассегрена.

Наблюдения были проведены в трех участках спектра с эффективными длинами волн 5400, 4500 и 3700 А. Звездой сравнения служила звезда d, обозначенная так в работе П. Н. Холопова [1]. Блеск RW Аиг сравнивался с блеском звезды d и были оценены относительные звездные величины $(m_{RW} - m_d)$ для длин волн 5400 (Δm_*), 4500 (Δm_c) и 3700А (Δm_g). Результаты наблюдений RW Аиг приведены в табл. 1, в первом столбце которой дано время наблюдений в юлианских днях.

Ошибка одного измерения составляет в среднем + 0^m03.

Из табл. 1 видно, что изменения относительных звездных величин RW Aur выходят за пределы ошибок измерений. Для наглядности на рис. 1 приведены кривые изменения блеска (по наблюдениям 26 ноября) для трех участков спектра. Эти кривые показывают, что блеск RW Aur в пределах 20— 30 минут колеблется на $0^m 2 - 0^m 4$. Кроме того, в пределах одного часа здесь мы встречаем в среднем два максимума в изменениях блеска RW Aur, между тем как 24 и 25 ноября такая частота максимумов не наблюдалась.

Сравнение средних значений относительных звездных величин, полученных в отдельные ночи, указырает на уменьшение блеска RW Aur за время наших наблюдений. Это

Р. А. ВАРДАНЯН

согласуется с результатами наблюдений Л. Н. Мосидзе [2], приведенными вместе с нашими данными в табл. 2. В пользу этого вывода говорят также данные Л. В. Мирзояна и Э. С. Казарян [3].





Ход изменения относительных звездных величин RW Aur с длиной волны для отдельных ночей приведен на рис. 2. Из рисунка видно, что в изменениях общего блеска RW Aur основную роль играют изменения, происходящие в синих лучах, которые влияют и на цветовой эквивалент звезды (табл. 3).

В первом столбце табл. З дач интервал относительных знездных величин в синих лучах $-\Delta m_c$, во втором — их средняя величина Δm_c , в следующих двух столбцах — средние относительные цветовые эквиваленты Δm_{c*} , Δm_{yc} , а в последнем столбце — количество наблюдений. Из таблицы видно, что существует зависимость между Δm_c и Δm_{c*} , причем падение блеска звезды RW Aur в синих лучах на 1.^m0 соответствует возрастанию показателя цвета на 0^m4 в согласии с результатом Мосидзе (см. рис. 8 в [1, 2]).

Что касается зависимости между Δm_c и Δm_{yc} , то на нее оказывает некоторое влияние изменение интенсивностей эмиссионных линий [4], поскольку последние усиливают излучение в фотографическом участке больше, чем в ультрафиолетовом и, следовательно, компенсируют ультрафиолетоный избыток. Можно думать, что в изменениях цветового эквивалента RW Aur наряду с тепловым эффектом заметную роль играет избыточное излучение нетеплового характера [5], существование которого явно следует из спектрофотометрических наблюдений этой звезды [3, 4].

Ю.Д.	$\Delta m_{\mathcal{K}}$	Δm_c	Δm_y	
1	2	3	4	
2437	-		_	
993.2236	-0.83	-0.82	-1.15	
2326	1.01	0.85	1.10	
2347	0.98	0.90	-	
2535	0.87	0.78	1.10	
2674	0.82	0.72	0.86	
2764	0.67	0.73	1.04	
2826	0.88	0.82	1.04	
2986	1.00	0.78	-	
3062	1.00	0.84	0.98	

Таблица 1

237 - 5

Р. А. ВАРДАНЯН

	2	3	4
	2.08	0.07	0.90
3181	1.00	0.97	0.90
3292	1.04	0.84	0.90
3396	0.03	0.72	0.78
3458	0.93	0.80	0.90
3569	0.95	0.88	0.94
3646	0.80	0.00	0.86
3764	0.80	0.83	0.82
3826	0.81	0.83	0.86
4000	0.98	0.90	0.90
4069	0.90	0.87	0.93
4243	0.83	0.90	0.93
4300	0.85	0.67	0.00
4410	0.83	0.64	0.16
4549	0.85	0.70	0.06
4004	0.64	0.57	0.88
4975	0.75	0.64	0.94
5139	0.77	0.51	0.64
5264	0.88	0.36	0.20
5361	1.10	0.57	0.57
994 3042	0.86	0.67	0.75
30.76	0.79	0.70	0.64
3125	0.78	0.71	0.64
3250	0.84	0.88	0.75
3312	0.88	0,72	0.64
3417	0.80	0.62	0.80
3465	0.80	0.64	0.90
3576	0.71	0.48	0.22
3639	0.64	0.40	1.09
3771	0.80	0.51	1.16
3833	0.80		1.23
3979	0.75	0.57	1.24
4090	0.78	0.51	1.0
4201	0.70	0.51	0.90
4396	0.63	0.54	0.64
995.2979	0.51	0.36	0.70

НАБЛЮДЕНИЯ RW AUR

1	2	3	4
3028	0.56	0.41	0.75
3160	0.42	0.33	0.64
3229	0.54	0.40	0.85
3458	0.35	0.0	0.14
3514	0.44	0.12	0.80
3562	0.75	0.36	0.93
3597	0.51	0.20	0.48
3729 ~	0.61	0.51	0.72
3799	0.70	0.36	0.90
4090	0.57	0.36	0.62
4139	0.57	0.38	0.44
4188	0.44	0.15	0.20
4229	0.70	0.51	0.44
*			

Таблица 2

	1	Мосидзе		Варданян			
Дата	U	В	v	Δm_y	Jme	Δm _ж	
24.XI. 195	2 10.70	10.64	10.06	-0.90	- 0.79	-0.82	
25.XI. 1962	10.74	10.75	_	-0.86	-0.60	-0.77	
26.XI. 1962	11.02	11.14	10.41	-0.65	-0.30	-0.53	

Таблица З

Δmc	Δmc	Δтеж	Δmyc	п
1.0-0.8	0.87	+0.06	0.07	15
0.8-0.6	-0.70	+0.13	-0.18	17
0.6-0.4	-0.52	+0.21	-0.24	12
0.4-0.2	-0.36	+0.23	-0.27	9
0.2-0.0	-0,12	+0.32	-0.41	4
				and the second se

R. A. VARDANIAN

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՑԱՆ

RW ԿԱՌԱՎԱՐԻ ԱՍՏՂԻ ԼԼԵԿՏՐԱԼՈՒՍԱՉԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ամփոփում

Աշխատան քում բերված է RW Կառավարի աստղի 1962 թ. Տոլեմբերի 24-26-ին երեք գույնում i.ff = 5400, 4500, 3700 A. կատարված էլեկտրալուսաչափական գիտումների արգյուն քները։

8ույց է տրված, որ RW Կառավարի պայծառությունը որոշ դեպքերում փոփոխվում է ընդամենը 20—30 րոպեում, ընդ որում կապուլտ գույնում պայծառության 1^m0 աճը բերում է գույնի ցուցիչի 0^m4 նվազման,

R. A. VARDANIAN

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF RW AUR

Summary

The results of three-colour ($\lambda_{eff} = 5400$, 4500, 3700 A) photoelectric opservations of RW Aurigae, made on 24, 25 and 26 of November 1962, are given.

It is shown that in some cases the changes of brightness of this star occur within only 20-30 minutes.

The brightness increase of $1^{m}0$ in blue region is followed by the colour index decrease of $0^{m}_{...4}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Н. Холопов, Переменные звезды, 10, 390, 1955.

- 2. Л. Н. Мосидзе, Бюллетевь Абастуманской астрофизической обсерватория, 30, 21, 1964.
- 3. Л. В. Мирзоян. Э. С. Казарян, Астрофизика, 1, 213, 1965.
- 4. Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая, Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории, 30, 3, 1964.
- 5. В. А. Амбарцимян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 13, 1954.

В. А. Санамян

ОБ ОДНОМ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ФАЗОВОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

Разрешающая способность радиотелескопов понимается двояко. Это, во-первых, способность телескопа различать два близко расположенных радиоисточника, что для заданной длины волны зависит от размеров антенны. Во-вторых, она оценивается возможностью точного определения координат уже обнаруженного источника.

Настоящая работа относится именно ко второй части вопроса. Рассматривается один вариант метода фазового переключения, который по существу не повышает разрешающую силу радиотелескопа, однако позволяет значительно повысить надежность определения координат радиоисточников.

Этот метод с 1961 г. применялся в Бюраканской обсерватории для радиоастрономических наблюдений. Его удалось успешно применить также при наблюдениях дискретных радиоисточников на длине волны 5 м с помощью полотна восток—запад широкополосного крестообразного телескопа ФИАН [1].

Рассматриваемый ниже метод нельзя считать совершенно новым. Он в той или иной форме применяется в разных схемах радиосвязи. Однако его специфическое применение при радиоастрономических наблюдениях, главным образом при наблюдениях с помощью многоэлементных диффракционных систем, представляет во всяком случае, практический интерес. Это и диктует необходимость сделать сообщение о нем. Сущность предлагаемого варианта фазового переключения заключается в следующем. Допустим, что мы имеем многовлементную диффракционную антенну, состоящую из 2N влементов с общей протяженностью 2l и расстоянием между влементами d. Для простоты пусть эти влементы расположены вдоль линии восток—запад, что практически имеет место для большинства действующих многовлементных интерференционных радиотелескопов.

Когда 2N элементов антенны питаются синфазно по отношению к общему центру, то диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости, выраженная в единицах мощности, будет определяться известной формулой:

$$\Phi_{2N}(\varphi) = \frac{\sin^3 2N \frac{\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \qquad \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta,$$

где θ-угловое расстояние радиоисточника от вертикальной плоскости (плоскость меридиана), λ-длина волны.

Если же антенна разделена на две равные части (N элементов в каждой) и эти части соединены к общему приемнику через устройство, периодически переключающее фазу одного плеча на 180°, т. е. когда фактически имеется фазопереключающий радиоинтерферометр с базой *l*, то диаграмма направленности системы будет выражаться формулой

$$\Phi(\varphi) = \mathbf{4} \phi_N(\varphi) \Phi_\mu(\varphi),$$

$$\Phi_N(\varphi) = \frac{\sin^2 N \frac{\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \ \Phi_u = \cos \left(N\varphi + \psi\right). \tag{2}$$

Здесь Φ_a --интерференционный множитель двух половин, ψ --постоянная разность фаз в линиях питания этих половин. В частности, когда $\psi = 0$,
применение метода фазового переключения 71

$$\Phi(z) = 4 \Phi_N \cos N \varphi. \tag{3}$$

Типичная кривая диаграммы направленности антенны $\Phi(\theta)$ для этого случая приведена на рис. 1. На этом рисунже для сравнения приведены также кривые Φ_{2N} и Φ_N .



Рис. 1.

Нетрудно заметить, что $\Phi_{max} = \Phi_{2Nmax} = 4N^2$ имеет место, когда $\psi = 0$, т. е. в плоскости меридиана. Это показывает, что при указанном выше переключении направление и величина максимального излучения оказываются такими, какими они получаются при непосредственном синфазном включении двух половин антенны. Более того, если учесть, что отклонение кривой в отрицательную сторону по отношению к нулевому уровню составляет 0,25 Φ_{2Nmax} , то выходит, что при рассматриваемом методе амплитуда сигнала по отношению к уровню шумов получается на одну четверть больше, чем при синфазном питании двух половин.

Ширина главного лепестка результирующей диаграммы направленности, если под ней понимать удвоенное угловое расстояние центрального максимума до первого минимума (угол $\Delta \theta$ на рис. 1), получается равной ширине главного

В. А. САНАМЯН

лепестка всей антенны. Появление участков ab и a₁b₁ не следует считать существенным недостатком по той простой причине, что эти участки находятся на местах первых боковых лепестков диаграммы, которые получаются при непосредственном включении двух половин, и создают путаницу, не большую, чем эти боковые лепестки. Практически даже синтез записи сигнала от двух источников, которые одновременно находятся в пределах диаграммы, при данном методе осуществляется удобнее, так как при этом асимметрия кривой становится более наглядной.

Если подобрать $\psi = \pi/2$, то в формуле (3) вместо множителя соз N φ будет входить sin N φ и функция $\Phi(\varphi)$ примет



форму, приведенную на рис. 2. Здесь нулевое значение получается, когда источник находится в плоскости меридиана.

Приведенные формы записей (жирные кривые на рисунках 1 и 2), на наш взгляд, если не принципиально, то, по крайней мере, практически позволяют более точно определять координаты радиоисточника из записи. Наличие двух дополнительных экстремумов позволяет с большой точностью определить ширину и ось симметрии кривой, что, в свою очередь, при-

применение метода фазового переключения 73

водит к увеличению точности определения склонения и прямого восхождения радиоисточника.

Если во входном регистрирующем приборе вместо одной использовать две записывающие каретки, которые зеркально перемещаются в разные стороны от нулевой линии, то соответствующие записи будут иметь форму, приведенную на рис. З. Здесь непосредственно можно определять моменты прохождёния радиоисточника через меридиан и ширину записи. Кинематическая схема соединения кареток приведена на том же рисунке.



24. 3.

Практически без особых трудностей вход радиометра можно разбить на ряд каналов таким образом, чтобы каждый из них работал определенным методом: полное синфазное включение, фазовое переключение при различных значениях начальной фазы и другие. Некоторое осложнение схемы радиометра компенсируется тем, что повышается удельный вес каждого наблюдения, так как при этом получается больше информации о параметрах радиоисточника.

В заключение отметим, что рассматриваемый способ наблюдения радиоисточников сохраняет все замечательные свойства фазопереключающего радиометра: хорошее согласование, вследствие идентичности двух половин антенны,

q. a. varavsur

исключение влияния фона галактического радионзлучения и другие.

Результаты, полученные рассматриваемым методом, в принципе не должны отличаться от тех, которые получаются с помощью корреляционного метода приема, который также широко применяется в радиоастрономии [2]. Форма записи в обоих случаях получается одинаковой. Однако метод фазового переключения значительно проще, чем корреляционный метод и практически оказывается более чувствительным.

4. น. บนบนบรแบ

ՖԱՉԱՑԻՆ ՓՈԽԱՆՋԱՏՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻ ՄԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՑԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Ցույց է տված, որ բազմաէլեմենտային անտենայի․ երկու սիմետրիկ կեսերի միջև ֆազի փոխանջատման միջոցով կարելի է՝ ա. Նկատելիորեն բարձրացնել ռադիոաղբյուրի կոորդինատ-Ների որոշման ճշտությունը.

ր. Ավելի պարզ ձևով ստանալ ֆազային փոխանջատման և Հկորելյացիոն մեթոդների առավելությունները։

V. A. SANAMIAN

ON AN APPLICATION OF THE PHASE-SWITCHING METHOD

Summary

It is shown that by means of the phase-switching between two equal parts of the multielement aerials is possible:

1) to increase the accuracy of determination of the coordinates of radiosources.

2) by simple means to reach the advantage of the phaseswitching and correlation metods.

применение метода фазового переключения 75

ЛИТЕРАТУРА

 А. М. Асланян, Р. Д. Дагкесаманский, В. Н. Кожухов, В. Г. Малумян, В. А. Санимян. Астрофизика, 4, 129, 1968.
 В. С. Воюцкий. Радиотехника и электроника, 3, № 2, 1958.

В. Ю. Теребиж

число рассеяний фотона в неоднородной Среде

Вопрос о числе рассеяний, испытываемых фотоном при диффузии в мутной среде, неоднократно обсуждался в ряде работ. В. А. Амбарцумян [1] получил следующее выражение для среднего числа рассеяний, приходящихся на один квант любого потока излучения (как выходящего из среды, так и идущего внутри нее):

$$\overline{n} = \lambda \, \frac{\partial \ln l}{\partial \lambda} \,, \tag{1}$$

где *I*—интенсивность излучения, *k*—вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Как было показано в недавней работе В. В. Соболева [2], подобное выражение можно написать и для среднего числа рассеяний, испытываемых фотоном, выходящим из данного места внутри среды:

$$Q_1(A) = \lambda \frac{\partial \ln P(A)}{\partial \lambda}$$
 (2)

Здесь P(A)—вероятность того, что фотон, поглощенный в точке A, выйдет из среды после любого числа рассеяний.

Единственное допущение, которое было сделано при выводе формул (1) и (2), заключалось в том, что λ есть величина постоянная во всей среде. Это условие выполняется для большого круга задач. Вместе с тем, в некоторых важных задачах (например, при рассмотрении переноса излуче-

РАССЕЯНИЕ ФОТОНА В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

ния через атмосферу звезды в спектральной линии) величина λ зависит от координат. В связи с этим представляет интерес обобщение полученных результатов на случай неоднородной среды.

Рассмотрим среду, занимающую объем произвольной формы. Пусть $\lambda(A)$ есть произвольная заданная функция координат точек-внутри среды. Представим i(A) в виде

I

$$i_{0}(A) = i_{0}g(A),$$
 (3)

где λ_0 --некоторая постоянная. Тогда среднее число рассеяний фотона может быть найдено тем же методом, который применил В. А. Амбарцумян при выводе формулы (1). В самом деле, запишем вероятность выхода кванта из среды P(A) в виде ряда

$$P(A) = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_0^k P_k(A), \qquad (4)$$

где $\lambda_0^* P_k(A)$ — вероятность того, что квант, поглощенный в точке A, выйдет из среды после k рассеяний. Среднее же число рассеяний выходящего кванта равно

$$Q_{1}(A) = \frac{1}{P(A)} \sum_{k} k \lambda_{0}^{k} P_{k}(A) = \lambda_{0} \frac{\partial \ln P(A)}{\partial \lambda_{0}}$$
 (5)

Это выражение является непосредственным обобщением формулы (2). Формула (1) будет справедлива и для случая неоднородной среды, если заменить в ней /. на λ_0 .

Найдем, в качестве примера, среднее число рассеяний фотона, выходящего из одномерной полубесконечной среды, характеризующейся вероятностью выживания фотона

$$\lambda(\tau) = \lambda_0 e^{-2\tau}, \ (\lambda_0 \leq 1).$$
 (6)

В работе [3] показано, что функция y (т), определяемая соотношением

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

$$P(\tau) = \lambda(\tau) y(\tau), \tag{7}$$

удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению

$$y''(\tau) = [1 - \lambda(\tau)]y(\tau)$$
(8)

с граничными условиями

$$y(0) - y'(0) = 1, \quad y(\infty) = 0.$$
 (9)

При выбранном виде $\lambda(\tau)$ уравнение (8) является частным случаем уравнения Бесселя. Следовательно, его общее решение может быть записано в форме

$$y(\tau) = C J_1(\lambda_{\sigma}^{1/2} e^{-\tau}) + D Y_1(\lambda_{\sigma}^{1/2} e^{-\tau}), \qquad (10)$$

где J_1 и Y_1 —бесселевы функции соответственно I и II рода, а C и D—произвольные постоянные. Определяя постоянные из граничных условий и подставляя $y(\tau)$ в (7), получаем.

$$P(\tau) = \frac{\lambda_{o}^{1/s}}{\int_{0} (\lambda_{o}^{1/s})} e^{-2\tau} f_{1} (\lambda_{o}^{1/s} e^{-\tau}).$$
(11)

Подставляя $P(\tau)$ из (11) в формулу (5), находим следующее выражение для среднего числа рассеяний, испытываемых квантом, выходящим с глубины τ :

$$Q_{1}(\tau) = \frac{\lambda_{\sigma}^{1/s}}{2} \left[\frac{J_{1}(\lambda_{1}^{1/s})}{J_{0}(\lambda_{*}^{1/s})} + e^{-\tau} \frac{J_{0}(\lambda_{\sigma}^{1/s}e^{-\tau})}{J_{1}(\lambda_{*}^{1/s}e^{-\tau})} \right].$$
(12)

Интересно асимптотическое поведение функций $P(\tau)$ и $Q_1(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$. Известно (см., например, [4]), что при малых значениях аргумента

$$J_0(x) \simeq 1 - \frac{x^2}{4}, \quad J_1(x) \simeq \frac{x}{2} \left(1 - \frac{x^2}{8}\right), \quad (x \ll 1).$$
 (13)

Повтому из (11) - (13) следует

и

$$P(\tau) \simeq \frac{h_0}{2f_0(\lambda_{\nu'}^{1/2})} e^{-3\tau}, (\tau \gg 1), \qquad (14)$$

$$Q_1(\tau) \simeq 1 + \frac{\lambda_0^{\lambda_0} J_1(\lambda_0^{\lambda_0})}{2J_0(\lambda_0^{\lambda_0})} - \frac{\lambda_0}{8} e^{-2\tau}, \quad (\tau \gg 1).$$
 (15)

В данном случае $Q_1(\tau)$ стремится при возрастаяни τ конечному пределу (в отличие от случая $\lambda = \text{const}$, где Q_1 линейно возрастает с ростом оптической глубины).

Π

Выражение (5) определяет среднее число рассеяний фотона, выходящего из среды наружу. Между тем, иногда (например, для оценки времени установления лучистого равновесия) нужно знать среднее число рассеяний в среде фотонов как выходящих наружу, так и гибнущих в среде. Соответствующие формулы для однородной среды были получены В. В. Соболевым [2]. В случае неоднородной среды затруднительно написать простое выражение, подобное (5). Поэтому мы рассмотрим метод, отличный от использованного выше, и применим его к случаю, когда диффузия излучения происходит в одномерной неоднородной среде.

Для получения основных уравнений воспользуемся обобщением принципа инвариантности на случай неоднородной среды, сделанным В. В. Соболевым [5]. Рассмотрим вместе с исходной средой, в которой вероятность выживания кванта при однократном рассеянии равна $\lambda(\tau)$, совокупность сред, в которых вероятность выживания кванта равна $\lambda(\tau + \alpha)$, где α — параметр. Обозначим через $p_k(\tau, \alpha)$ и $q_k(\tau, \alpha)$ вероятности того, что квант, поглощенный на оптической глубине τ в среде, характеризующейся параметром α , выйдет из среды наружу или, соответственно, поглотится после k рассеяний. Легко видеть, что

$$p_{1}(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} e^{-\tau}, \quad q_{1}(\tau, \alpha) = 1 - \lambda(\tau + \alpha), \quad (16)$$

$$p_{k}(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{\tau} e^{-1 - \tau - \tau' + \tau} p_{k-1}(\tau', \alpha) d\tau', \quad (17)$$

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

$$q_{k}(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{\pi} e^{-|\tau - \tau'|} q_{k-1}(\tau', \alpha) d\tau',$$

$$(k = 2, 3, \ldots).$$
(18)

Для величин $p_k(\tau, \alpha)$ и $q_k(\tau, \alpha)$ можно также получить систему функциональных уравнений. Рассмотрим вероятность выхода после k рассеяний кванта, поглощенного на оптической глубине $\tau + \Delta \tau$, где $\Delta \tau$ —малая величина. Учитывая, что после отделения слоя толщиной $\Delta \tau$ от среды, характеризующейся параметром α , получается среда, характеризуюцаяся параметром $\alpha + \Delta \tau$, находим

$$p_{k}(\tau + \Delta \tau, \alpha) = p_{k}(\tau, \alpha + \Delta \tau) (1 - \Delta \tau) +$$

$$\sum_{i=1}^{k-1} p_{i}(\tau, \alpha + \Delta \tau) \Delta \tau p_{k-i}(0, \alpha), (k = 2, ...).$$
(19)

Аналогично

$$q_{k}(\tau + \Delta \tau, \alpha) = q_{k}(\tau, \alpha + \Delta \tau) +$$

$$\sum_{i=1}^{k-1} p_{i}(\tau, \alpha + \Delta \tau) \Delta \tau q_{k-i}(0, \alpha), \quad (k = 2, \cdots). \quad (20)$$

Устремляя в уравнениях (19) и (20) Дт к О, получаем

$$\frac{\partial p_{k}(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial p_{k}(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = -P_{k}(\tau, \alpha) + \sum_{i=1}^{k-1} p_{i}(\tau, \alpha) p_{k-i}(0, \alpha), \qquad (21)$$

$$\frac{\partial q_k(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial q_k(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = \sum_{i=1}^{k-1} p_i(\tau, \alpha) q_{k-i}(0, \alpha).$$
(22)

Функции $p_1(\tau, \alpha)$ и $q_1(\tau, \alpha)$ также будут удовлетворять уравнениям (21) и (22), если считать, что суммы, стоящие в правых частях этих уравнений, равны 0 при k = 1. Таким образом, мы будем рассматривать уравнения (21) и (22) при всех k = 1, 2, ...

РАССЕЯНИЕ ФОТОНА В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Очевидно, вероятность выхода кванта из среды после любого числа рассеяний равна

$$p(\tau, \alpha) = \sum_{1}^{\infty} p_k(\tau, \alpha) = 1 - \sum_{1}^{\infty} q_k(\tau, \alpha).$$
(23)

Суммируя уравнения (17) по k от 2 до ∞ и уравнения (21) от 1 до ∞ , получаем уравнения для функции $p(\tau, \alpha)$, найденные ранее в [3,5]:

$$p(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} e^{-\tau} + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{\infty} e^{-|\tau - \tau'|} p(\tau', \alpha) d\tau', \quad (24)$$

$$\frac{\partial p(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial p(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = -p(\tau, \alpha) [1 - p(0, \alpha)]. \quad (25)$$

Суммирование уравнений (18) и (22) дает тот же результат.

Введем далее величины $Q_1(\tau, \alpha)$ и $Q_2(\tau, \alpha)$, представляющие собой соответственно средние числа рассеяний фотонов, выходящих из среды наружу и гибнущих в ней. Мы имеем

$$Q_{1}(\tau, \alpha) = \frac{1}{p(\tau, \alpha)} \sum_{1}^{\infty} k p_{k}(\tau, \alpha), \quad Q_{2}(\tau, \alpha) = \frac{1}{1 - p(\tau, \alpha)} \times \sum_{1}^{\infty} k q_{k}(\tau, \alpha).$$
(26)

Среднее же число рассеяний всех рассматриваемых фотонов равно

$$Q(\tau, \alpha) = p(\tau, \alpha) Q_1(\tau, \alpha) + [1 - p(\tau, \alpha)] Q_2(\tau, \alpha).$$
(27)

Из приведенных выше соотношений легко можно получить уравнения для функций Q_1 и Q_2 . Для этого умножим уравнения (17), (18), (21) и (22) на k, суммируем их в соответствующих пределах и воспользуемся уравнениями (24) 237—6

в. Ю. ТЕРЕБИЖ

•

и (25), определяющими функцию *р*(т, а). Сделав это, находим

$$p(\tau, \alpha) Q_{1}(\tau, \alpha) = p(\tau, \alpha) + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{0} e^{-|\tau - \tau'|} p(\tau', \alpha) Q_{1}(\tau', \alpha) d\tau'$$
(28)

$$1 - p(\tau, \alpha)] Q_{\mathfrak{s}}(\tau, \alpha) = 1 - p(\tau, \alpha) + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{\infty} e^{-|\tau - \tau'|} \times [1 - p(\tau', \alpha)] Q_{\mathfrak{s}}(\tau', \alpha) d\tau', \qquad (29)$$

$$\frac{\partial Q_1(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial Q_1(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = Q_1(0, \alpha) p(0, \alpha), \quad (30)$$

$$\frac{\partial Q_{2}(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial Q_{2}(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = p(\tau, \alpha) \frac{1 - p(0, \alpha)}{1 - p(\tau, \alpha)} [Q_{1}(\tau, \alpha) + Q_{2}(0, \alpha) - Q_{2}(\tau, \alpha)].$$
(31)

Из последних четырех уравнений, используя (27), находим также следующие уравнения для $Q(\tau, \alpha)$:

$$Q(\tau, \alpha) = 1 + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_{0}^{\pi} e^{-|\tau - \tau'|} Q(\tau', \alpha) d\tau', \qquad (32)$$

$$\frac{\partial Q(\tau, \alpha)}{\partial \tau} - \frac{\partial Q(\tau, \alpha)}{\partial \alpha} = Q(0, \alpha) p(\tau, \alpha).$$
(33)

Решения уравнений (30) и (33) имеют вид

$$Q_1(\tau, \alpha) = Q_1(0, \tau + \alpha) + \int_{\alpha}^{\tau+\alpha} Q_1(0, \alpha') p(0, \alpha') d\alpha', \quad (34)$$

$$Q(\tau, \alpha) = Q(0, \tau + \alpha) + \int_{\alpha}^{\tau + \alpha} Q(0, \alpha') p(\tau + \alpha - \alpha', \alpha') d\alpha'. \quad (35)$$

82

ſ

РАССЕЯНИЕ ФОТОНА В НЕОДНОРОДНОП СРЕДЕ

Итак, мы выразили искомые средние числа рассеяний через вероятность выхода кванта из среды $p(\tau, \alpha)$ и функции от одной переменной $Q_1(0, \alpha)$ и $Q(0, \alpha)$. Для определения последних воспользуемся интегральными уравнениями (28) и (32). Найдем сначала $Q(0, \alpha)$. Полагая в (32) $\tau = 0$, получаем

$$Q(0, \alpha) = 1 + \frac{\lambda(\alpha)}{2} u(\alpha), \qquad (36)$$

где

$$u(\alpha) = \int_{0}^{\pi} e^{-\tau} Q(\tau, \alpha) d\tau.$$
 (37)

Домножим теперь уравнение (33) на $e^{-\tau}$ и проинтегрируем по τ в пределах от 0 до ∞ . Тогда получим следующее уравнение для $u(\alpha)$:

$$\frac{du}{da} = [1-p(0,a)]u(a) - 1 - \rho(a), \qquad (38)$$

где

$$\varphi(\alpha) = \int_{0}^{\pi} e^{-\tau} p(\tau, \alpha) d\tau$$
(39)

есть вероятность диффузного отражения кванта от среды, связанная с функцией $p(0, \alpha)$ соотношением

$$p(0, \alpha) = \frac{\lambda(\alpha)}{2} [1 + \rho(\alpha)]. \tag{40}$$

Аналогично для $Q_1(0, \alpha)$ получается из (28) выражение

$$Q_1(0, \alpha) = 1 + \frac{v(\alpha)}{1 + \rho(\alpha)}, \qquad (41)$$

где функция

$$v(\alpha) = \int_{0}^{\infty} e^{-\tau} p(\tau, \alpha) Q_{1}(\tau, \alpha) d\tau \qquad (42)$$

удовлетворяет уравнению

$$\frac{dv}{dz} = 2[1-p(0,z)]v(z) - p(0,z)[1+p(z)].$$
(43)

Для того, чтобы найти среднее число рассеяний кванта в исходной среде, в приведенных выражениях для $Q_1(\tau, \alpha)$, $Q_1(\tau, \alpha)$ и $Q(\tau, \alpha)$ необходимо положить $\alpha = 0$. Подставляя (36) и (41) в формулы (34) и (35), получаем окончательно

$$Q(\tau,0) = 1 + \frac{\lambda(\tau)}{2} u(\tau) + \int_{0}^{\tau} \left[1 + \frac{\lambda(\alpha)}{2} u(\alpha)\right] p(\tau - \alpha, \alpha) d\alpha,$$
(44)

$$Q_{1}(\tau, 0) = 1 + \frac{\upsilon(\tau)}{1 + \rho(\tau)} + \frac{1}{2} \int_{0}^{\tau} \lambda(\alpha) [1 + \rho(\alpha) + \upsilon(\alpha)] d\alpha.$$
(45)

Уравнения (38) и (43), определяющие функции $u(\alpha)$ и $v(\alpha)$, легко решаются. После нахождения величин Q_1 и Q из соотношения (27) можно найти и среднее число рассеяний погибающих квантов, т. е. $Q_2(\tau, 0)$.

Следует отметить (см. [2]), что знание функций Q_1 , Q_2 и Q позволяет определить средние числа рассеяний фотонов при любых действующих в среде источниках излучения.

Վ. 521. ՏԵՐԵԲԻԺ

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՖՈՏՈՆԻ ՑՐՈՒՄՆԵՐԻ ԹԻՎԸ

Ամփոփում

Աշխատանջում դիտվում է անհամասեռ միջավայրում ֆոտոնի ցրումների միջին Թվի խնդիրը։ ԵնԹադրվում է, որ ֆոտոնի մեկ անգամ ցրման ալբեդոն հանդիսանում է կամայական տրված ֆունկցիա միջավայրի կետերի կոորդինատներից։ Որոնելի մեծու-Թյունը արտահայտվում է միջավայրից քվանտի ելքի հավանականությամբ։

NUMBER OF SCATTERING OF A PHOTON

V. Yu. TEREBIZH

THE NUMBER OF SCATTERING OF A PHOTON IN AN INHOMOGENEOUS MEDIUM

Summary

The problem of the determination of the mean number of scattering of a photon in an inhomogeneous medium is considered. It is assumed, that the scattering albedo is an arbitrary given function of the coordinates of a points in the medium. An unknown quantities are expressed by means of a probability of escaping of a photon from the medium.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, ДАН АрмССР, 8, 101, 1948.
- 2. В. В. Соболев, Астрофизика, 2, 135, 1966.
- 3. В. В. Соболев. Ученые записки ЛГУ, 237, 3, 1958.
- Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон, Курс современного анализа. т. 2, М., ФМ, 1963, стр. 189.
- 5. B. B. Cobones. AAH CCCP, 111, 1000, 1956.

В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян

НЕКОТОРЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

1. Проблема вращения белых карликов и сверхплотных звездных конфигураций представляет определенный интерес. Важность этой задачи не ограничивается космогоническими приложениями. Как нам кажется, она приобретет и самостоятельное значение, если задаться вопросом, каким будет конечное равновесное состояние вращающейся как твердое тело системы из очень большого числа нуклонов, находящихся в созданном ими же гравитационном поле.

Из многочисленных работ, посвященных проблеме вращения, по затронутым вопросам к данной теме близки статьи Чандрасекара [1,2] и Джеймса [3]. В работах [1,2] рассмотрен эффект малого вращения для политроп, в [3] разработан достаточно точный метод расчета структуры вращающихся политроп и белых карликов. Цель настоящей работы—на основе результатов предыдущей статьи [4] определить важнейшие интегральные параметры белых карликов и нейтронных звезд.

В работе [4] показано, что в широком интервале центральных плотностей возможное значение угловых скоростей настолько мало, что с достаточной точностью можно, разлагая искомые функции в ряд по характеризующему вращение малому параметру β и, ограничиваясь линейным по β членом, свести краевую задачу к задаче Коши. Предложенный метод довольно прост по сравнению с методом Джеймса [3],

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ И НЕИТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

и, что более важно, применим для любых уравнений состояния. Согласно [4], массу М, большую Q, малую Q, оси псевдосфероида и максимально возможное при заданной плотности в центре значение параметра $\beta_{max} = \frac{\omega^2_{max}}{8\pi k p_e}$ мож-

но подсчитать по формулам

$$M = -(k_0 + \beta k_{10}), \tag{1}$$

$$Q_s = R_0 + \beta (q_0 - 0.5 q_2), \qquad (2)$$

$$Q_{p} = R_{0} + \beta (q_{0} + q_{2}), \qquad (3)$$

$$\beta_{\text{max}} = \frac{k_0 R_0^2}{1,5k_{12} + 2k_0 R_0 (q_0 - 0,5 q_2) - k_{10} R_0^2 - 2q_c R_0^5}$$
(4)

Константы $k_0, k_{10}, k_{12}, q_0, q_2$ определяются решениями системы уравнений

$$\Delta_0 f = -g,$$

$$\Delta_0 f_0 + \gamma f_0 = 4g_c,$$

$$\Delta_2 f_2 + \gamma f_2 = 0$$
(5)

в точке R₀. Здесь

$$\Delta_{I} = \frac{1}{R^{2}} \frac{d}{dR} \left(R^{2} \frac{d}{dR} \right) - \frac{l(l+1)}{R^{2}},$$

$$\eta = \frac{dg}{df}, f = \int \frac{dP}{\rho}, \quad g = 4\pi k \rho, \quad g_{e} = 4\pi k \rho_{e}.$$
(6)

R₀, р, P — радиус, плотность и давление соответствующих невращающихся конфигураций. Здесь и далее индексом "с" снабжены значения рассматриваемых величин в центре конфигурации.

2. Решение уравнений (5) возможно лишь, если задано соответствующее уравнение состояния. Состояние вещества белых карликов и сверхплотных конфигурация достаточно подробно изучалось в исследованиях [5-10]. Согласно [5], при плотностях порядка и больших ядерной в центральной

В. В. ПАПОЯН. Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

4

области конфигурации образуется массивное ядро из гиперонов. Однако масса и радиус гиперовных конфигураций [6] по порядку величивы оказались такими же, как у гипотетических нейтронных конфигураций [11]. Далее, при больших плотностях существенным, на первый взгляд, становится взаимодействие между частицами. Сравнение результатов расчета, учитывающего взаимодействие [12], с расчетом для идеального газа [6] показывает, что основной ход кривых интегральных характеристик звезды определяется не уравнением состояния, а гравитационным полем. Поэтому для облегчения расчетов можно не учитывать наличия гиперонов и ядерных взаимодействий, т. е. предположить, что центральная сфера звезды состоит из вырожденного идеального газа нейтронов. В этом газе необходимо допустить наличие протонов и электронов, поскольку без последних нейтронный газ не может образовать устойчивой системы, однако, как указывалось в [5, 6], концентрация электронов и протонов. а следовательно, парциальные плотности и давления их в центральных областях очень малы и ими можно пренебречь. Таким образом, в качестве уравнения состояния для центральной сферы сверхплотных конфигураций выберем известное уравнение состояния [13]

$$\rho = K_n (\operatorname{sh} t - t),$$

$$\frac{1}{K_n} (\operatorname{sh} t - 8\operatorname{sh} \frac{t}{t} + 3t)$$
(7)

 $P=\frac{1}{3}K_n\left(\operatorname{sh} t-\operatorname{8sh} \frac{t}{2}+3t\right),$

$$K_n = \frac{m_n^2 c^2}{32 \pi^2 h^3}, \quad t = 4 \operatorname{arsh} \frac{p_v}{m_n c},$$
 (8)

p_n — граничный импульс вырожденного газа нейтронов *m_n* — их масса.

Вне центральной сферы, в так называемой "наружной оболочке", вещество состоит преимущественно из голых ядер и свободного газа вырожденных электронов [7,8]. Очевидно, в таких физических условиях плотность вещества оп-

где

ределяется ядрами, а давление электронами. Поэтому, если ввести параметр

$$x = \frac{p_*}{m_* c}, \qquad (9)$$

то уравнение состояния наружной оболочки можно написать в следующем виде:

$$P = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3 K_n \left(\frac{A}{Z}\right) x^3,$$

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 K_n \left[x \left(2x^2 - 3\right) \sqrt{1 + x^3} + 3\ln\left(x + \sqrt{1 + x^2}\right)\right],$$
(10)

здесь *p*, и *m*. — граничный импульс Ферми и масса электронов, *A* и *Z* — атомный вес и номер соответствующих ядер. В условиях полного вырождения при заданном *A* заряд ядра *eZ* зависит от граничной энергии электронов *E*. [10] и уменьшается с уменьшением их плотности. Зависимость *A/Z* от *E*. представляет собой ступенчатые кривые, разные для разных ядер, повтому в расчетах звездных конфигураций со сложным химическим составом удобно заменить их некоторой плавной кривой, которая достаточно точно апроксимируется полиномом

$$\frac{A}{Z} = 2 + 1,255 \cdot 10^{-2} x + 1,755 \cdot 10^{-5} x^2 + 1,376 \cdot 10^{-6} x^3,$$

где по-прежнему $x = \frac{p_e}{m_e c}$.

Несомненно, что между наружным слоем и сверхплотным ядром не может существовать резкой границы. Имеется небольшая промежуточная область, в которой парциальные давления электронного и нейтронного газов величины одинакового порядка [14, 15]. Поэтому не будет допущено большой ошибки, если в качестве границы между ядром и оболочкой звезды принять поверхность, на которой парциальные давления электронного и нейтронного газов одинаковы.

В. В. ПАПОЯН. Д. М. СЕДРАКЯН. Э. В. ЧУБАРЯН

 $P_n = P_e$.

Состояние вещества в белых карликах идентично описанному состоянию наружной оболочки сверхплотных конфигураций.

3. Задача нахождения интегральных характеристик вращающихся конфигураций сводится, таким образом, к решению системы дифференциальных уравнений (5) с соответствующим уравнением состояния. Численное интегрирование этой системы значительно облегчается, если переписать ее в следующем виде

$$\frac{du}{dR} = gR^2,$$

$$df _ _ u$$

 R^2

(12)

$$\frac{dv}{dR} = (4g_c - \gamma f_0) \cdot R^2$$

dR

$$\frac{df_0}{dR} = \frac{\upsilon}{R^2} \,.$$

$$\frac{dz}{dR}=f_{z}\left(6-\gamma R^{2}\right),$$

$$\frac{df_2}{dR} = \frac{z}{R^3} \cdot$$

Последние два уравнения данной системы не позволяют проводить интегрирование от значения R = 0. Однако при достаточно малых R, как это можно заметить, f и g с большой точностью равны еще своим значениям в центре конфигурации f_c и g_c , функции u, v, f_0 , z пропорциональны R^3 , в то время как $f_2 \sim R^2$. Поэтому при интегрировании системы использовались следующие начальные значения:

 $R = r_0, \quad f = f_*, \quad g = g_c, \quad u = v = f_0 = z = 0, \quad f_3 = r_0^2,$ причем величина r_0 выбиралась по возможности малой. Для каждой конфигурации интегрирование велось от указанных

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ И НЕИТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

значений вплоть до поверхности сферы, на которой плотность (и давление), а вместе с ней f и g исчезают, т. е. до расстояния $R = R_0$, определяемого соотношением $f(R_0) = 0$.

Система (12) была решена на ЭВМ Наири и "Раздан-2" для целого ряда центральных плотностей. От $\rho_c = 2 \cdot 10^6 \ i/cm^3$ до $\rho_c = 2, 4 \cdot 10^{11} \ i/cm^3$ использовалось уравнение состояния (10) с учетом (11). Указанный диапазон центральных плотностей соответствует белым карликам. Начиная с последнего значения ρ_c до $\rho_c = 6, 3 \cdot 10^{18} \ i/cm^3$, использовалось уравнение состояния (7), соответствующее сверхплотным звездам. Причем для каждой конфигурации это уравнение считалось верным до некоторой внутренней поверхности, определяемой соотношением $P_n = P_e$, а далее до наружной поверхности мы пользовались уравнениями (10) и (11).

Численное интегрирование вплоть до самой поверхности $f(R_0) = 0$ связано со значительными трудностями. Однако дифференциальные уравнения (12) и уравнения состояния (10) допускают приближенное аналитическое интегрирование, если заменить (11) более грубым приближением

$$\frac{A}{Z} = 2 + 5,44 \cdot 10^{-3} x + 2,47 \cdot 10^{-4} x^2.$$
 (13)

Изменение u(R) при этом настолько незначительно, что ее можно считать постоянной. Интегрируя второе уравнение системы (12) с учетом (6) от x_p до 0, для радиуса невращающейся звезды имеем

$$R_0 = \frac{u R_p}{u - I(x_p) \cdot R_p}, \qquad (14)$$

где R_p и x_p — полученные при численном интегрировании конечные значения соответствующих величин

В. В. ПАПОЯН. Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

$$I(x_{p}) = \frac{m_{e}}{m_{n}} \int_{0}^{x_{p}} \frac{x dx}{(a_{0} + a_{1}x + a_{2}x^{2}) | 1 + x^{2}} =$$

= $\frac{m_{e}}{m_{n}} \frac{2}{\sqrt{4a_{0}a_{2} - a_{1}^{2}}} \operatorname{arctg} \frac{(x_{p} + 1)(a_{1}x_{p} - 2a_{0})}{4a_{0}^{2}}, \qquad (15)$
 $a_{0} = 2, \ a_{1} = 5,44 \cdot 10^{-3}, \ a_{2} = 2,47 \cdot 10^{-4}$

Найденные таким образом R_0 , *u*, *v*, f_0 , *z*, и f_2 использовались для подсчета интегральных характеристик вращающихся конфигураций согласно соотношениям (1-4) и (17)работы [4]. Результаты расчета приведены в таблице и на рисунках 1, 2, 3.



Рис. 1. Связь между массой M конфигурации, вращающейся с максимальной угловой скоростью, и плотностью в центре (верхияя кривая). По оси абсцисс отложен десятичный логарифм ρ_c . По оси ординат — масса в единицах массы Солица. Для сравнения приведена зависимость массы

невращающейся конфигурации от lgpc (нижняя кривая).

Նկ. 1. Մաջսիմալ հնարավոր անկյունային արագությամբ պատվող կոնֆիդուրացիայի դանդվածի կախումը կենտրոնական խտությունից (վերին կորը)։ Արացիսը – կջրշ օրդինատը – դանդվածը Արեգակի գանդվածի միտվորներով։ Համեմատելու համար բերված է չպատվող կոնֆիդուրացիայի գանգվածի կախումը կջթշ (ներջենի կորը)։

4. На рис. 1 изображена зависимость массы *M*, вращающейся с максимально большой угловой скоростью конфигурации от плотности в центре. Масса измерена в едини-

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ И НЕИТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

цах массы Солнца. На оси абсцисс отложен десятичный логарифм ρ_c . На том же рисунке показана зависимость массы невращающейся звезды $u(\beta = 0)$ от $\lg \rho_c$. Можно заметить, что максимумы кривой $M(\beta_{max})$ немного смещены в сторону меньших ρ_c . Это означает, что для значений ρ_c , близких к соответствующим максимумам M и u, вращение нарушает состояние устойчивого равновесия, превращая его в метастабильное. Указанное смещение больше в случае первого максимума, то есть у белых карликов. Это нетрудно понять, если учесть, что оба максимума M соответствуют значению β одного и того же порядка, но разным ρ_c , поэтому угловая скорость вращения больше для нейтронных конфигураций, кроме того, Q_e у белых карликов для сверхплотных звезд.



Рис. 2. Зависимость максимально возможного для данной конфигурации параметра β_{max} от центральной плотности. По оси абсцисс отложен lgpc, по оси ординат — lg (10⁸ β_{max}.).

Նկ. Չ. Տված կոնֆիզուրացիայի համար մաբսիմալ ճնարավոր 3 պարամետրի կախումը կենտրոնական խտությունից։ Արսցիսը՝ lg pe , օրդինատը՝ lg (103 3max)։ 94

Следовательно, на экваторе белых карликов возникают настолько мощные центробежные силы, что гравитационные силы не могут удержать вещество звезды, в то время как эффекты вращения не в состоянии оказать подобного действия на сверхплотные конфигурации.

Максимальное значение *М* в обоих случаях превышает максимальное значение *и* примерно в 1,2 раза.

На рис. 2 изображена зависимость максимально возможного значения, характеризующего вращения параметра 3 от ρ_c . На оси абсцисс отложен lg ρ_c , на оси ординат — lg ($10^8 \beta_{max}$). Малые значения β_{max} в области от $\rho_c = 2, 6 \cdot 10^{12}$ до $\rho_c = 2, 6 \cdot 10^{13}$, по-видимому, можно объяснить следующим. В этом интервале плотностей мы имеем дело с метастабильными



Рис. 3. Зависимость большой Q. (верхняя кривая) и малой Qp (нижняя кривая) полуосей псевдосфероида, вращающегося с максимально возможной угловой скоростью от центральной плотности. По оси абсцисс отложен lgpc, по оси ординат — lgQ.

Նկ. 3. Մեծ Qe (վերին կոր) և փոջր Qp (ներջևի կոր) պսևդոսֆերոիդի կիսաառանցջների կախումը կենտրոնական խտությունից։ Արոցիսը՝ Igpc, օրղինատը՝ Ig Q. БЕЛЫЕ КАРЛИКИ И НЕИТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Таблица

95

 $M(\beta =$ $u (\beta = 0)$ Малая Большая в ед. мас-сы Солн-Pe 1. CM-3 =.3max) a Bmax Раднус полуось полуось ед. массы ROB KM Qp B RM Q. B KM Солнца <u>ua</u> 1,965,10* $1,625.10^{-2}$ 0.5033 0,6046 9.623.1031.24 .1048.102.103 $1,166.10^{-2}$ 1.572.107 0.8858 1,038 6,413.1038,175.1035,525.103 $8,92\overline{1}.10^{-3}$ 5,307,107 1.083 1.242 4,944,1036,246,1034,363,103 1,29 .108 9,488.10-3 1,147 1,355 4,042.103 5,462.103 3.421.103 $6.234.10^{-3}$ 7,042,10* 1.25 1,438 2,68 .103 3,58 .103 2,329.103 4,689.10-3 2.092.109 1.262 1,433 2,042.103 2,715.103 1,802.103 $3.532.10^{-8}$ 7.29 .10* 1,24 1.401 1,466.103 1,943.103 1,304.103 $2,469.10^{-3}$ 3,602,1010 1,158 1.32 9,517.1021,261.1038,478,102 8,149.1021,078.1037,25.102 6.448.1010 $2.121.10^{-3}$ 1.114 1.279 1,624.10-8 1.647.1011 1.027 1.206 6,397.102 8,472.102 5,642.103 $1,421.10^{-3}$ 0,9838 5,812.1027,698.1025,096.102 2,441.1011 1.17 $2.537.10^{-4}$ 7,663,1011 0.9643 0.9986 6,035.10²7,49 .10²5,762.10³ 2,586,1012 $4.461.10^{-5}$ 0.9056 0.9364 7.013.1028.709.1026.723.102 9,152.1021,138.1038,808.102 7,645,10-6 0,8253 0.8525 6.15 .1012 0,7245 1,441.103 1,796.103 1,385.103 $8,41.10^{-7}$ 0,6993 1,207,1013 7.696.10⁻⁸ 0,4221 0,436 2,313.1032,891.1032,255.103 1,892.1013 1,05 .10-7 1.744.1032.18 .1031.719.103 0,2834 0.2885 2.097.1013 2,95 .102 3,683.102 2,935.102 $1,208,10^{-5}$ 0,2068 0,2075 2.675.1013 1,079.10-4 0.2161 0.2168 1.34.1021.673.1021.329.102 3.352.1013 7,585.10-1 65,72 0.2538 0,2564 82.8 61,79 5,041.1013 $2,696.10^{-3}$ 0.3415 47,03 1.002.1014 0.3309 38,03 35,92 11,71 14,67 10,29 $1.022.10^{-2}$ 1.223 1,477 4.015.1015 $5,312.10^{-3}$ 9,245 6.609 1,653 1,843 7,362 3,959.1016 1,468.10-3 1,396 1,498 5,257 6.558 4.89 3,097,1017 4,733 5,657 6,295.1018 7,221.10-5 0.9494 4,496 0,8998

Важнойшие интегральные параметры вращающихся конфигураций

96 ע. ע. מעמוטע, ה. ש. שטירעעטעט, ז. ע. פווא אורטערטעט

невращающимися конфигурациями. Вращение для них оказывается возмущением, нарушающим равновесное состояние вещества. При дальнейшем увеличении центральной плотности β растет, что связано со стабильностью соответствующих данным β_с конфигураций. При больших ρ_с β_{max} падает, так

как по определению $\beta_{max} \sim \frac{1}{\rho_e}$.

На рис. З показана зависимость измеренных в километрах большой Q_{\bullet} (верхняя кривая) и малой Q_{ρ} (нижняя кривая) осей псевдосфероида от $lg\rho_{e}$. Ордината — lgQ. Значения малой Q_{ρ} оси псевдосфероида при любых β_{max} мало отличается от соответствующих значений радиуса невращающейся конфигурации R_{0} .

Авторы выражают глубокую благодарность профессору Г. С. Саакяну за многочисленные консультации.

Վ. Վ. ՊԱՊՈՑԱՆ, Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՑԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՑԱՆ

ግՏՏՎՈՂ ՍՊԻՏԱԿ ԹԶՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՍՏՂԵՐԻ ՈՐՈՇ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԸ

Ամփոփում

Հաշվված են պտտվող սպիտակ թզուկների և գերխիտ կոնֆիդուրացիաների ինտեգրալ Տատկանիշները պտույտը բնութագրող β պարամետրի գծային մոտավորությամբ։

8ույց է տրված, որ նեյտրոնային աստղերի պտտման անկյունային արագությունը կարող է շատ անգամ գերազանցել սպիտակ թզուկների անկյունային արագությանը։ Կենտրոնական խտությունների ոչ մեծ տիրույթում ընկած զանգվածի մաջսիմումի շրջակայջում պտույտը խախտում է սպիտակ թզուկների կայուն հավասարակշռությունը։ Նեյտրոնային աստղերի համապատասխան տիրույթը ավելի կայուն է պտույտի նկատմամբ։

ROTATING WHITE DWARFS AND NEUTRON STARS

97

V. V. PAPOYAN, D. M. SEDPAKIAN, E. V. CHUBARIAN

SOME INTEGRAL CHARCTERISTICS OF THE ROTATING WHITE DWARFS AND NEUTRON STARS

Summary

The most important integral characteristics of the rotating white dwarfs and superdense configurations are calculated with the approximation linear to the parameter characterizing the rotation β . It is shown that the angular velocities of the rotation ot neutron stars may appresibly exceed that ot the white dwarfs. The rotation in a small region ot the central densities, corresponding to the maximum value of the mass breaks the stable equilibrium of white dwarfs. In the corresponding region the neutron stars are much more stable in relation to the rotation. In the region of metastable neutron stars, the rotation occurs to be the pertrubation which breaks the equilibrium of the matter.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. Chandrasekhar, M. N. 93, 390, 1933.
- 2. S. Chandrasekhar and N. R. Zebovitz, Ap. J. 136, 1082, 1962.
- 3. R. A. James, Ap. J. 140, 552, 1964.
- В. В. Пипоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 1968.
- 5. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астровомический журнал, 37, 193, 1960.
- В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрономический журнал, 38, 1016, 1961.
- 7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 33, 55, 1963.
- 8. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 34, 99, 1963.
- E. Shatzman, White Dwarts, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958.
- 10. E. Salpeter, Ap. J. 134, 669, 1961.
- 11 J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, Phys. Rev. 55, 374, 1939.
- 12. Ю. Л. Вартанян, Изв. АН АрыССР, 16, 137, 1963.

13. S. Chandrasekhar, M. N. 95, 229, 1935.

- 14. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Изв. АН. АрмССР, 14, 109, 1961.
- 15. Э. В. Чубарян, Изв. АН АрыССР, 16, 95, 1963. 237-7

Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян

ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

 В ньютоновском варианте обобщенной теории гравитации структура и интегральные параметры холодных статических сферических звездных конфигураций определяются следующей системой уравнений [1],

$$m' = 4\pi r^{2} \rho(r),$$

$$P' = -\frac{k\rho m}{r^{2}},$$

$$k'' + \frac{2}{r} k' - \frac{3}{2} \frac{k'^{2}}{k} = \frac{1}{2\zeta} \frac{k^{3} m^{2}}{r^{4}},$$
(1)

где ρ -плотность массы, P — давление, m—масса, заключенная в сфере радиуса r, $\zeta = -30$ — характерная безразмерная постоянная новой теории, k(r) — "константа" всемирного тяготения, которую ниже мы называем гравитационным скаляром. Как обычно, мы пользуемся системой единиц: $m_n^4 c^5/(32\pi^2h^3) = 1/4\pi$, $c = k_0 = 1$, где k_0 —ньютоновская гравитационная постоянная.

В этой работе нас интересуют статические конфигурации нейтральной плазмы, состоящей из атомных ядер и вырожденного электронного газа ("еА" фаза вещества). При достаточно малых температурах [2] в такой электронно-ядерной плазме атомные гдра совершают лишь нулевые колебания около фиксированных точек равновесия, поэтому они не дают вклада в давление. Однако плотность массы определяется именно атомными ядрами. Для плотности массы и давления имеем [3]

$$\rho \approx m_{p} \sum_{k} A_{k} N_{k} = m_{p} N_{e} \left(\frac{\overline{A}}{Z}\right),$$

$$P = \frac{1}{3\pi} \frac{m_{e}^{4}}{m_{n}^{4}} \left[s \left(2s^{2} - 3\right) \sqrt{1 + s^{2}} + 3\ln\left(s + \sqrt{1 + s^{2}}\right) \right],$$
(2)

$$s = (3\pi^2)^{1/3} h N_e^{1/3} / m_e$$

где A_k , Z_k и N_k —соответственно массовое число, порядковый номер и плотность числа ядер k-го типа, m_e , m_p и m_n массы электрона, протона и нейтрона, N_e — плотность электронов.

Отношение числа нуклонов и протонов в ядрах A_k/Z_k при переходе от одного ядра к другому слабо изменяется, поэтому в (2) оно заменено его средним значением А/Z и вынесено из-под знака суммирования. В присутствии вырожденного электронного газа свойства атомных ядер зависят от граничной энергии Е. электронов и, тем самым, от давления. При малых Е, числа протонов и нейтронов в ядрах, в зависимости от вида элемента, или равны, или мало отличаются друг от друга. С повышением Е. при некоторых ее значениях ядро становится нестабильным относительно процесса обратного В-распада: электрон захватывается ядром и испускает нейтрино $(A, Z) + e \rightarrow (A, Z + 1) + v$. Вследствие этого явления на определенных расстояниях от поверхности конфигурации происходит скачкообразное изменение отношения A_k/Z_k . Число скачков зависит от вида ядра. При E. ≈23 Меυ (чему соответствует р≈2.5·10¹¹ исм⁻³, A/Z ≈ 2.8) образуется новая нейтронно-электронноядерная фаза "neA". Здесь при дальнейшем повышении плотности граничная энергия электронов Е, и А, Z, остаются по-

Г. С. СААКЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН

стоянными до образования "*PneA*" фазы (*p*—означает протон), когда плотность достигает значения $\rho \approx 6.1 \cdot 10^{13} \ i.cm^{-3}$. После этого *E*, и A_k/Z_k снова начинают расти, пока не достигнут значений *E*. $\approx 64 \ Mev$, $\overline{A/Z} \approx 7$. Затем происходит развал ядер и образование сплошной ядерной материи.



S(0) .

Рис. 1. Зависимость массы конфигураций, состоящих из вырожденной электронно-ядерной плазмы, от параметра s(0). По оси ординат шкала логарифмическая. Верхняя кривая (аномальная ветвь) изображает конфигурации с массами M $\gtrsim 5\cdot 10^8$ MO, а нижняя (нормальная ветвь) конфигурации обычных белых карликов. Стрелками указаны направления возрастания радиуса конфигураций. Продолжение кривых в области больших плотностей представляет нейтронные конфигурации. Масса измеряется в единицах 9.29 MO.

Նկ. 1. Այլասեռված էլեկտրոնա-միջուկային պլազմայից բազկացած կոնֆիդուբացիաների զանդվածների կախումը s(0) պարամետրից։ Օրդինատների առանցցով սանդղակը լոգարիՁմական է։ Վերին կորը (ոչ նորմալ ճյուղ) պատկերում է M ≥ 108 զանդվածներով կոնֆիդուրացիաներ, իսկ ներջևինը (նորմալ ճյուղ)՝ սովորական սպիտակ Ձզուկների կոնֆիդուրացիաները։ Սլաջներով նշանակված են կոնֆիզուրացիաների շառավզի անման ուղղությունը. կորի շարունակությունը մեծ խտությունների տիրույթում ներկայացնում է նեյտրոնային կոնֆիզուրացիաներ։ Զանդվածի միավորը 9.29 M⊙ է։

ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Теперь нам нужно установить связь между Р и р для интересующей нас "еА" фазы. Как видно из (2), с этой целью прежде всего необходимо задать химический состав



Рис. 2. Зависимость радиуса конфигураций, принадлежащих аномальной и нормальной ветвям решений, от параметра s (0). Стрелками отмечено направление убывания М. Радиус измерен в единицах 13.7 км.

Նկ. Հ. Ոչ Նորմալ և Նորմալ ճյուղերի լուծումներին պատկանող կոնֆիդուբացիաների շառավղի կախումը s(0) պարամեարից։ Սյաբներով նչված է M-ի վազման ուղղությունը։ Շառավղի չափման միավորն է 13.7 կմ։

вещества, а также определить зависимость A_k/Z_k от E_e . Последний вопрос подробно исследовался в работах [3—5]. Зависимость A_k/Z_k от E_e изображается ступенчатой кривой. В интервале $0 < E_e/m_e < 140$ у гелия два скачка, а у тяжелых ядер их очень много (см. рис. 1 в [3]). В упомянутой работе предполагалось, что химический состав вещества является неоднородным и зависимость $\overline{A/Z}$ представлялась следующей приближенной формулой

$$\overline{A/Z} = 2 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3, \tag{3}$$

где $a_1 = 1.255 \cdot 10^{-2}$; $a_2 = 1.755 \cdot 10^{-5}$; $a_3 = 1.376 \cdot 10^{-6}$. Аппроксимация является достаточно хорошей, особенно для влементов со средним атомным весом.



Рис. 3. Зависимость массы конфигураций от раднуса (по обеим осям шкала логарифмическая). Стрелками указаны направления роста параметра s (0). Нижняя кривая представляет нормальную ветвь. Использована система единиц, принятая в работе.

Նկ. 3. Կոնֆիդուրացիաների գանդվածի կախումը շառավգից (երկու առանցջներով էլ լոդարիթմական սանդղակ է)։ Սլաջները ցույց են տալիս s (0) պարամետրի աճի ուղղությունը։ Ներջին կորը ներկայացնում է նորմալ ճյուղը։ Օդտադործված է աշխատանբում ընդունված միավորների սիստեմը։

2. Используя соотношения (2) и (3), уравнения (1) можно привести к следующему виду

$$m' = \frac{32}{3} \frac{m_s^3}{m_a^3} r^2 s^3 (2 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3),$$

$$s' = - \frac{m_n}{m_s} \frac{k m}{s r^2} (2 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3) \sqrt{1 + s^2}, \quad (4)$$

ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

$$k'' + \frac{2}{r}k' - \frac{3}{2}\frac{k'^2}{k} = -\frac{k^3m^3}{60r^4}$$

В качестве граничных условий к этим уравнениям следует принять

$$m(0) = 0; s(R) = 0; m(R) = M;$$

$$k(R) = \frac{1}{1+2\alpha w + \beta w^{2}}; \quad k'(R) = \frac{2w(\alpha + \beta w)}{R(1+2\alpha w + \beta w^{2})^{2}}; \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{1}{3-2\zeta} = \frac{1}{63}$$
, $\beta = \alpha^2 - \frac{1}{4\zeta} = 8.58 \cdot 10^{-3}$;
 $w = \frac{M}{R}$;

где R — радиус, а M — масса конфигурации. Смысл первых трех условий очевиден, а последние два получаются из требования непрерывности гравитационного скаляра и его производной на поверхности небесного тела [1,6].

Интегрирование системы уравнений (4) проводилось численным способом. Результаты представлены в таблице и на рис. 1—4.

Как в случае расчетов нейтронных конфигураций [6], так и здесь основным результатом следует считать наличие двух независимых линейных серий решений, названных нами "нормальным" и "аномальным". Нормальная ветвь решения представляет конфигурации с массами порядка солнечной. Она является продолжением нормальной ветви решений для нейтронных конфигураций и соответствует небесным телам, известным под названием белых карликов. Аномальной ветви принадлежат конфигурации с массами, намного превышающими массу Солнца, а именно с $5 \cdot 10^8 \leq M \leq 10^{15} M_{\odot}$. При больших центральных плотностях она переходит в соответствующую ветвь решений, изображающую нейтронные конфигурации с массами $0 \leq M \leq 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. При $s(0) \equiv s_0 \ll 1$ и $M \gg 1$ имеем следующие асимптотические зависимости

$$M \sim S_{0}^{-s/s}; R \sim S_{0}^{s/s}; M \sim R_{0}^{-s/s}.$$

Полученные как в нашей предыдущей, так и в этой работе результаты следует считать лишь качественно верными. Радиусы конфигураций, принадлежащих аномальной



r/R

Рис. 4. График функции s (r), где г—расстояние от центра конфигурации. Числами на кривых указаны значения парамотра s (0) для соответствующих конфигураций. Пунктирные кривые соответствуют нормальной ветви, а сплошные—аномальной.

Նկ. 4. s (r) ֆունկցիայի գրաֆիկը, որտեղ r-ը հեռավորունյունն է կոնֆիգուրացիայի կենարոնից։ Կորերի վրա Թվերով նշանակված են s(0) պարամետրի արժեցները համապատասխան կոնֆիգուրացիաների համար։ Կետագծերով կորերը համապատասխանում են նորմալ ճյուզին, իսկ լիջը՝ ոչ-Նորմալ ճյուզին։

ветви кривых, значительно меньше их гравитационного радиуса. В этом случае, очевидно, метрические свойства пространства будут сильно отличаться от евклидового, а поэтому в основу расчетов таких моделей небесных тел дол-

ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

жна быть положена общая теория относительности. Этот вопрос составляет предмет исследований наших последующих работ.

Таблица

Конфигурации вырожденного газа электронов по обобщенной теории гравитации Ньютона

Апомальная вствь			Нормальная ветвь
	Macca	Радиус	
0.615 1.111 1.631 2.707 3.637 4.885 9.370 11.683 18.940 24.085 30.878 43.510	9.812.1013 1.064.1013 2.160.1012 3.746.1011 1.450.1011 5.769.1010 8.014.109 4.166.109 1.011.109 5.065.109 2.497.108 9.667.107	9.81.107 2.66.107 1.08.107 3.75.108 2.07.108 1.15.108 3.20.105 2.08.105 8.08.104 5.06.104 3.12.104	Обычные конфигурация белых карликов
55.410	5.105.107	1.02.104	

Примечание. Значения массы и радиуса конфигураций в таблицеприведены в единицах с = k₀ = 1, k_n = m_n c⁵ / (32 π²h³) = $\frac{1}{4\pi}$. Чтобы массу выразить в солнечных единицах, а раднус в километрах, необходимотабличные данные умножить на 9.29 и 13.7 соответствению.

В заключение выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждения и дирекцию Филиала Бюраканской обсерватории, предоставившей в наше распоряжение ЭВМ Наири.

Ереванский государственный университет, Бюраканская астрофизическая обсерватория.

G. S. SAHAKIAN, M. A. MNATSAKANIAN

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Մ. Ա. ՄՆԱՅԱԿԱՆՏԱՆ

ԱՅԼԱՍԵՌՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱՍՏՂԱՅԻՆ ԿՈՆՖԻԳՈՒՐԱՑԻԱՆԵՐ

Ամփոփում

Հաշված են ատոմների միջուկներից և այլասեռված էլեկտրոնային գազից (լեզոք էլեկտրոնա-միջուկային պլազմա) բաղկացած գնդաձև ստատիկ աստղային կոնֆիգուրացիաների պարամետրերը։ Հաշվումների հիմքում ընկած են Նյուտոնի ընդհանրացված ձգողականության տեսության հավասարումները։ Զանգվածի և շառավղի կենտրոնական խտությունից կախման կորերը բաղկացած են երկու միմյանց չհատող ճյուղերից, որոնց մենք անվանել ենք «նորմալ» և «ոչ-նորմալ»։

 $M(\rho_0)$ կորի նորմալ ճյուղի կետերը ներկալացնում են սովորական սպիտակ Թղուկների կոնֆիգուրացիաները, $M(\rho_0)$ կորի ոչնորմալ ճյուղը ներկալացնում է $5\cdot 10^8 < M < 10^{15} M_{\odot}$ զանգվածի արժեջներով կոնֆիգուրացիաներ։ Ոչ-նորմալ ճյուղի վրա համապատասխան կոնֆիգուրացիաների շառավիղները ընդգրկում են ,1.4 · 10⁵ < R < 1 3 · 10⁹ կմ միջակալըը։

G. S. SAHAKIAN, M. A. MNATSAKANIAN

STELLAR CONFIGURATIONS OF DEGENERATE ELECTRONIC GAS

Summary

The parameters of spherically symmetric static stellar configurations consisting of atomic nuclei and degenerate electron gas are computed. The equations of the generalized theory of newtonian gravity are used. The mass and radius dependences from the central density consist of two branches, named "normal" and "anomal". The first represents the known ordinary white dwarf configurations. The second one corresponds to the stellar bodies with masses $5 \cdot 10^8 \leq M/M_{\odot} \leq 10^{15}$.and radii $1.4 \cdot 10^5 \leq R \leq 1.3 \cdot 10^8 km$.
ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. С. Сиакян. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 3, 311, 1967.
- 2. Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 38 503, 1960.
- 3. Г. С. Саакян, Э. В.Чубарян, Сообщения Бюраканской обсерватория, 34, 99, 1963.
- 4. G. B. van Albada, B. A. N., 10, 161, 1946; Ap. J., 105, 393, 1947.
- 5. E. E. Salpeter, Ap. J., 134, 699, 1961.
- 6. Г. С. Саакян и-М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 4, 181, 1968.

В середине апреля 1968 г. Бюрэканскую астрофизическую обсерваторию посетил проф. В. Х. Маккрей из Сассекского университета (Англия). За время своего кратковременного визита проф. В. Х. Маккрей знакомился с работами, ведущимися в обсерватории, имел беседы с научными сотрудниками обсерватории. На научном семинаре им был прочитан доклад о некоторых соображениях о природе квазаров.

В мае 1968 г. из научной командировки в США вернулся ученый секретарь обсерватории Э. Е. Хачикян. На крупнейших телескопах Маунт Паломарской, Кит Пикской, МакДональдской и Ликской обсерваторий он выполнил спектральные и прямые наблюдения ряда галактик Маркаряна, иррегулярных галактик и кометарных туманностей.

В составе советской делегации на симпозиум по методам обработки информации в Эдинбург в августе 1968 г. выезжал зав. лабораторией электроники Бюраканской обсерватории М. А. Мартиросян.

В сентябре 1968 г. в Будапеште на международном совещании по переменным звездам участвовали сотрудники Бюраканской юбсерватории М. А. Аракелян, Р. А. Варданян, В. С. Осканян и Э. С. Парсамян. На заседаниях ими были представлены следующие доклады: "О группе молодых звезд в окрестностях Солнца" (М. А. Аракелян);

"О собственной поляризации излучения некоторых холодных сверхгигантов" (Р. А. Варданян); "О классификации фотометрических кривых вспышек звезд типа UV Кита" (В. С. Осканян) и "Вспыхивающие звезды в NGC 7023 (Э. С. Парсамян совместно с Л. В. Мирзояном).

С 16 по 19 сентября 1968 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории состоялся симпозиум по физике звезд. туманностей и галактик, организованный Комиссией по физике звезд и туманностей Астрономического совета АН СССР и Бюраканской обсерваторией. В симпозиуме приняли участие около 100 человек-представители всех основных астрофизических и ряда крупных физических учреждений страны. В их числе: академик А. Б. Северный, члены-корреспонденты АН СССР О. А. Мельников, Э. Р. Мустель, В. В. Соболев, И. С. Шкловский, академик АН Эстонской ССР А. Я. Киппер и др. В работах симпозиума принимал участие также польский астроном проф. С. З. Пиотровский.

Симпозиум был посвящен 60-летию академика В. А. Амбарцумяна. В его программу было включено обсуждение проблем теории переноса излучения, физики нестационарных звезд и физических процессов в галактиках, на развитие которых определенное воздействие имели работы В. А. Амбарцумяна. Обсуждение каждой из проблем открывалось обзорными докладами, составленными: член-коор. АН СССР В. В. Соболевым (ЛГУ), д-ром физ.-мат. наук В. Г. Горбацким (ЛГУ) и д-ром физ.-мат. наук Л. В. Мирзояном (Бюраканская обсерватория), кандидатом физ.-мат. наук Г. М. Товмасяном (Бюраканская обсерватория). Во всех обзорных докладах особо отмечалось значение работ В. А. Амбарцумяна по указанным проблемам. Кроме этого, было заслушано более 40 оригинальных сообщений, 11 из которых было сделано сотрудниками Бюраканской обсерватории. На заключительном заседании симпозиума В. А. Амбарцумян

выступил с докладом, посвященным статистике вспыхиваюник объектов. Затем состоялось чествование юбиляра.

Труды Бюраканского симпозиума будут опубликованы в 1969 г. Издательством АН АрмССР.

Участники симпозиума вместе с представителями АН СССР и академий наук союзных республик приняли участие в юбилейном вечере, посвященном 60-летию В. А. Амбарцумяна, организованном в здании ордена Ленина Академического театра оперы и балета им. Спендиаряна в Ереване. На этом вечере в связи с присуждением акад. В. А. Амбарцумяну звания Героя Социалистического Труда Председатель Президиума Верховного Совета Армянской ССР Н. Х. Арутюнян вручил ему орден Ленина и золотую медаль "Серп и Молот".

В октябре 1968 г. на основе договоренности с обсерваторией Тонанцинтла в Мексику выехала сотрудница Бюраканской обсерваториии Э. С. Парсамян. Там она проводит исследования вспыхивающих звезд в области скопления Плеяды и ряд других наблюдений.

С 22 по 25 октября 1968 г. в Бюраканской обсерватории находился директор Таутенбургской обсерватории Германской академии наук в Берлине проф. Н. Рихтер. Основной целью приезда проф. Н. Рихтера было обсуждение и согласование планов совместных научных работ Таутенбургской и Бюраканской обсерваторий по фотометрическому и спектральному исследованиям галактик Маркаряна и сферических компактных галактик, а также поисков слабых голубых объектов.

С 22 октября по 2 ноября 1968 г. в Бюраканской обсерватории находился директор астрофизической обсерватории Академии наук Венгрии, член-корр. АН Венгрии проф. Λ. Детре. В результате пребывания проф. Λ. Детре в Бюракане и проведенных с ним дискуссий составлен план совместных работ Будапештской и Бюраканской обсерваторий (в рамках общего соглашения между академиями наук Венгрии и Армянской ССР) в области исследования вспыхивающих звезд, систематических поисков сверхновых звезд и теории сверхплотных звездных конфигураций.

На научном семинаре обсерватории проф. Детре сделал доклады об исследованиях переменных звезд типа RR Лиры, проводимых в Будапештской обсерватории.

В ноябре 1968 г. для наблюдений на большом телескопе обсерватории Сен-Мишель, в двухмесячную командировку во Францию выехал зам. директора Бюраканской обсерватории Л. В. Мирзоян. Он совместно с проф. Д. Шалонжем и д-ром Л. Диван (Парижский астрофизический институт) продолжал начатую в 1966 г. работу по исследованию спектров нестационарных звезд.

В течение 1968 г. сотрудники Бюраканской обсерватории принимали участие в следующих всесоюзных научных конференциях и совещаниях: Совещание рабочей группы понестационарным звездам при Комиссии по физике звезд и туманностей в Ленинграде (М. А. Аракелян, Л. В. Мирзоян, В. С. Осканян, Э. С. Парсамян); Пленум Комиссии по звездной астрономии в Риге (М. А. Аракелян); Совещание по радиоастрономии в Риге (А. М. Асланян, В. Г. Малумян, В. А. Санамян, Г. М. Товмасян); Пленум Совета по комплексной проблеме "Радиоастрономия" в Москве (В А. Санамян, Г. М. Товмасян).

В сентябре на 5-й международной конференции по гравитации и теории относительности в Тбилиси участвовали Ю. Л. Вартанян, М. А. Мнацаканян, Д. М. Седракян и Э. В. Чубарян.

В течение 1968 г. для выполнения научной работы А. Т. Каллоглян выезжал в Шемахинскую обсерваторию, В. С. Осканян и Г. М. Товмасян—в Крымскую обсерваторию, В. А. Санамян—в Лабораторию радиоастрофизики АН Латвийской ССР.

По решению Президиума Академии наук Армянской ССР в Бюраканской обсерватории организован отдел звездной спектроскопии. Зав. отделом назначен кандидат физ.мат. наук старший научный сотрудник Э. Е. Хачикян, занимавший до этого должность ученого секретаря обсерватории. Ученым секретарем назначен кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Г. М. Товмасян.

замеченные опечатки

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать	
25	12-я сверху	для нижних	для верхних	
25	14-я сверху	для верхних	для нижних	
51	1-я сверху	iv₁=107гц	ν ₁ −10 ⁹ гц	

۵,	S .	Rulloulme - Animhinghanghe y 205 furing luramudar fing	
		\$a_byphujh Juuhu	3
Ц.	8.	Քալլողլյան - Ձողիկավոր գալակաիկաների գունաչափություն.	
		IV	15
ι.	ષ.	Грраруша, Է. U. Ашришајша. L. L. Ашионина — Спр рабуна	31
		and the boundary of the bounda	
ζ.	υ.	runwijau, (. 4. opworady - new share and on the state	
		amnusdurfalme KA amemd-fl mbuft hudiulumfannski am-	-
			35
2.	U.	. Թովմասյան, Ռ. Գ. Սնացականյան — Գալակտիկաների կույ-	
		տերի ռազիոճառագայ@ման մասին	-18
2.	Մ.	Թովմասյան — Գալակտիկաների խմբերի երիտասարդության ճար-	
		вр 2m-р9г	57
ቡ.	U.	Վարդանյան RW Կառավարի աստղի էլեկտրալուսաչափական	
		nhunnes Subp	63
վ.	u.	Սանամյան - Ֆազային փոխանջատման մեթեոդի մի կիրառու-	
		Bim & Smuh &	69
d .	8.	, Shubchd - Ushudauba dhiadujanid Samabb anaidbhah Bhia	78
a`	ıl	Sumanuf, A. I. Ilkonmbunfi, b. J. Soummunfi Sumdan	
		automa Ban Bakak b Shamaka and the same the	
		andenna haurdente	0.0
			80
т.	υ.	սասավյան, ո. տ. որոնավարված «Հնենաեսյիր	
		մամի առամայնը փորֆիմունանիարըև	98
400	-	***************************************	113

CONTENTS

<i>A</i> .	T. Kalloglian - On the Luminosity Function of the Cluster of	
	Calaxies A 262	3
Λ.	T. Kalloglian - The Colorimetry of Barred Spirales. IV	15
L.	V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, N. L. Kalloglian - New flare	
	stars in the region around NGC 7023. 11	31
Н.	S. Badalian, L. K. Erastova - Some Remarks on the RW Aur	
	Type Variables in Taurus	35
Н.	M. Tovmassian, R. G. Mnatsakanian - On the Radio Emission	
	of the Clusters of Calaxies	46

H. M. Tovmassian - On the Youthness of Groups of Galaxies .	. 57
R. A. Vardanian - Photoelectric Observations of RW Aur	. 63
V. A. Sanamian - On the Application of the Phase-Swithcing Met	t-
hod	. 69
V. Yu. Terebizh - The Number of Scattering of a Photon in an In	1-
homogeneous Medium	, 76
V. V. Papoyan, D. M. Sedraktan, E. V. Chubartan - Some Integra	al
Characteristics of the Rotating White Dwarfs and Neutro	n
Stars	, 86
G. S. Sahaktan, M. A. Mnatsakantan - Stellar Configurations of De	e-
generate Electronic Gas	. 98

