

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 38

МАЙ, 1995

ВЫПУСК 2

- Вспыхивающая звезда RR Ori
Н.Д.Мелисян, В.В.Амбарян, К.Н.Гранкин, С.Д.Якубов 191
- Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. X. Полоса $+73^\circ \leq \delta \leq +80^\circ$
Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян 201
- Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. IV. Полоса $+69^\circ \leq \delta \leq +77^\circ$
Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян 211
- Физические условия в тесной двойной звезде HD 187399
Н.Л.Иванова, З.У.Шхагошева 217
- Спектрофотометрическое и морфологическое исследование галактик с УФ-избытком, в спектрах которых наблюдаются только линии поглощения
М.А.Казарян 227
- Спектрофотометрия одной галактики с УФ-избытком
М.А.Казарян, Э.Л.Карпетян 237
- Зависимость цветов U - B, B - V от красных смещений квазаров и сейфертовских галактик
Р.А.Варданян 245
- Квазисинусоидальные осцилляции угловой скорости пульсаров
Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.В.Айрапетян 257

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г. на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա Գ.Ս.Բիանովսոնի—Կոզան, Վ.Գ.Գորբազևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշևի, Վ.Ն.Համարձումյան, Ա.Գ.Մանուկյ, Լ.Վ.Միրզայան, (գլխ.
խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերտրիժ, Ա.Տ.Բալտոյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձե, Ի.Մ.Կոպիլով, Վ.Ն.Համարձումյան,
Լ.Վ.Միրզայան, Վ.Վ.Սորոկին (նախագահ)։

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

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

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»—ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության ե արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատողների, սպաիրանսների ե բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

© Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1993.

УДК: 524. 338: 6

ВСПЫХИВАЮЩАЯ ЗВЕЗДА PP ORI

Н.Д.МЕЛИКЯН*, В.В.АМБАРЯН*, К.Н.ГРАНКИН**, С.Д.ЯКУБОВ**

Поступила 27 июля 1995

Принята к печати 16 августа 1995

Приводятся результаты фотографических, фотозлектрических и спектральных наблюдений вспыхивающей звезды PP Ori. Исползованные 109 фотографических наблюдений, полученные на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в течение около 20 лет и четыре спектра, полученные на том же телескопе с 4^o объективной призмой не показывают изменения яркости.

Фотозлектрические наблюдения в UBVR областях выполнены на 50см и 60см телескопах высокогорной Майданакской станции Ташкентского астрономического института в 1987 и 1989гг. дают повод подозревать об изменении блеска намного больше наблюдательных ошибок.

Спектральные наблюдения звезды PP Ori, выполненные на 2.6м телескопе Бюраканской обсерватории, показывают слабую эмиссию в $H\alpha$.

Результаты всех наблюдений показывают, что звезда PP Ori является орионовой переменной спектрального класса K7-MO и абсолютной визуальной величиной $7.5^m - 8.5^m$.

1. *Введение.* Начиная с шестидесятых годов в Бюраканской астрофизической обсерватории проводились поиски вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и скоплениях, в частности, в ассоциации Ориона [1]. В дальнейшем эти исследования продолжались [2-4].

Особенно эффективными были синхронные UVB наблюдения вспыхивающих звезд в Орионе, выполненные одновременно на трех телескопах (каждый в одной области спектра). В результате были получены данные, относящиеся к поведению собственных цветов вспышечного излучения в период вспышек [5,6]. От-

* Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения
** Ташкентский астрономический институт, Узбекистан



метим, например, необычно "красную" вспышку, зарегистрированную у звезды AZ Ori [7]. Амплитуды этой вспышки убывали ($\Delta U < \Delta B < \Delta V$) к коротковолновой части, в отличие от обычного соотношения.

Во время этих синхронных наблюдений в 1980 г. была зарегистрирована довольно большая вспышка у звезды PP Ori, одновременно на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории, в U и V областях спектра, соответственно. Вспышка звезды PP Ori была интересна тем, что амплитуда вспышки в ультрафиолетовых лучах (ΔU) уменьшалась в течение 50 минут лишь от 4.^m3 до 3.^m0, тогда как амплитуда вспышки в синих лучах (ΔB) уменьшалась от 1.^m0 до предела ошибок измерений. Такое изменение привело к тому, что цвет U-V вспышечного излучения в течение указанного времени оставался очень голубым $(U - B)_f < -2.^m8$ [6].

Звезда PP Ori — известная переменная, открытая еще в пятидесятых годах, после чего в литературе что-либо о ее переменности не встречалось. Звезда включена в Общий Каталог Переменных Звезд [8], и отнесена к типу орионовых переменных с быстрыми изменениями блеска (Ins).

В настоящей работе приводятся результаты фотоэлектрических и спектральных наблюдений звезды PP Ori.

2. Фотографические наблюдения. Поведение звезды PP Ori было исследовано на фотографическом наблюдательном материале. Эти наблюдения выполнены на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Используются 109 фотографических наблюдений. Наблюдения выполнены методом цепочек на фотопластинках Kodak 103 aO и ORWO ZU-2.

С целью обнаружения изменения блеска звезды PP Ori между вспышками был просмотрен весь фотографический наблюдательный материал. В периоды синхронных UVV наблюдений звезда была фотометрирована на ирисовом фотометре "Askania" Бюраканской обсерватории. Результаты исследований этого наблюдательного материала показывают, что звезда PP Ori в минимуме блеска не показывала никаких изменений, превышающих ошибки фотографической фотометрии. В UVV лучах в минимуме блеска звезда имеет красный цвет:

$$U = 15.^m1, \quad B = 14.^m2, \quad V = 13.^m2.$$

Единственное изменение, зарегистрированное у звезды PP Ori на основе фотографического наблюдательного материала — вспышка, наблюдаемая в 1980 г. одновременно в U и V областях спектра, продолжительностью порядка двух часов [6].

3. *Фотоэлектрические наблюдения.* Фотоэлектрические наблюдения звезды PP Ori выполнены впервые на высокогорной Майданакской станции Ташкентского астрономического института в 1987 и 1989гг. Наблюдения проводились на телескопах "Цейсс-600" и "АЗТ-14" в UBVR областях спектра в режиме счета фотонов. Наблюдения звезды PP Ori охватывают 11 ночей в течение более двух месяцев в 1987г. и 26 ночей в течение около трех месяцев в 1989г. В течение одной ночи звезда наблюдалась несколько раз. Для каждой ночи приводится среднее значение яркости звезды. Ошибки измерений в ультрафиолетовых лучах не превышают величину $0^m.04$, а в B, V, R лучах они колеблются в пределах $0^m.02 - 0^m.03$.

В табл.1 приводятся результаты фотоэлектрических UBVR наблюдений звезды PP Ori. В соответствующих столбцах табл.1 приводятся: дата наблюдений (JD), величина звезды в UBVR лучах и значения цветов U-B, B-V, V-R в звездных величинах. В таблице звездочками отмечены дни, когда наблюдения велись только на телескопе "АЗТ-14". Средние значения звездной величины звезды в UBVR лучах, по данным табл.1, следующие:

$$U = 15^m.17, B = 14^m.09, V = 12^m.91, R = 11^m.88.$$

Они очень близки к средним значениям, полученным из фотографических наблюдений.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОЦВЕТНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДЫ PP ORI

JD +2400000	U	B	V	R	U-B	B-V	V-R
47060.466	—	13 ^m .98	12 ^m .88	—	—	1 ^m .10	—
47061.474	—	13.96	12.88	—	—	1.08	—
47064.467	—	14.05	12.93	11 ^m .95	—	1.12	0 ^m .98
47065.471	—	14.10	12.95	—	—	1.15	—
47066.463	—	13.96	12.86	—	—	1.10	—
47083.460	—	14.03	12.91	11.90	—	1.12	1.01
47084.456	—	14.04	12.97	—	—	1.07	—
47169.368	—	14.19	12.99	11.80	—	1.20	1.19
47170.330	—	14.08	12.98	11.91	—	1.10	1.07
47173.243	—	13.88	12.85	11.87	—	1.03	0.98
47186.192	—	14.05	12.97	11.94	—	1.08	1.03
47772.471*	—	14.03	12.88	11.80	—	1.15	1.08

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
47773.461*	—	14.08	12.88	—	—	1.20	—
47775.469*	—	14.13	12.86	—	—	1.17	—
47776.459*	—	14.14	12.95	—	—	1.19	—
47777.459*	—	14.16	12.94	—	—	1.22	—
47778.462*	—	14.09	12.91	—	—	1.18	—
47779.450*	—	14.13	12.96	—	—	1.17	—
47780.449*	—	14.06	12.88	—	—	1.18	—
47832.506	15.21 ^m	14.13	12.89	11.88 ^m	1.08	1.24	1.01 ^m
47833.331	15.11	14.13	12.90	11.88	0.98	1.23	1.02
47834.394	15.16	14.13	12.90	11.88	1.03	1.23	1.02
47835.332	15.22	14.17	12.92	11.91	1.05	1.25	1.01
47836.412	15.19	14.17	12.95	11.93	1.02	1.22	1.02
47839.466*	—	14.01	12.84	11.81	—	1.17	1.03
47843.448	—	14.10	12.96	—	—	1.14	—
47849.399	—	14.12	12.88	11.86	—	1.24	1.02
47850.310	—	14.19	12.91	11.89	—	1.28	1.02
47853.383	15.12	14.10	12.89	11.87	1.02	1.21	1.02
47857.284	15.19	14.18	12.96	11.94	1.01	1.22	1.02
47860.253	15.18	14.09	12.87	11.85	1.09	1.22	1.02
47861.257	15.15	14.17	12.92	11.89	0.98	1.25	1.03
47868.241	—	14.07	12.87	11.86	—	1.21	0.99
47880.412*	—	14.12	12.92	11.91	—	1.20	1.01
47881.423*	—	14.12	12.91	11.85	—	1.21	1.06
47885.410*	—	14.16	13.02	11.92	—	1.14	1.10
47887.382*	—	14.09	12.90	11.92	—	1.19	0.98

В ультрафиолетовых лучах наблюдения велись в течение всего 9 ночей. В эти периоды в B , V , R областях спектра блеск звезды практически не менялся. В ультрафиолетовых лучах колебание блеска звезды находилось в пределах ошибок измерений. В остальных полосах спектра в течение фотоэлектрических наблюдений звезда показывает реальные изменения блеска и цветов.

В B , V , R лучах у звезды PP Ori зарегистрированы неправильные изменения блеска, характерные орионовым переменным. Особенно следует отметить изменения блеска звезды в B и V лучах, где даже самые слабые изменения синхронно повторяют друг друга. Анализ фотоэлектрических наблюдений не позволил обнаружить периодические изменения блеска. Зарегистрированы реальные изменения цветов $B-V$ и $V-R$. Отметим тот факт, что значение цвета $V-R$ в течение больше месяца оставалось постоянным в пределах 0.01^m . Отметим также, что

средние значения цвета $B-V$ звезды PP Ori в 1987 и 1989гг. в пределах фотоэлектрической фотометрии несколько отличаются:

$$\overline{B-V}_{(1987)} = +1.1^m, \quad \overline{B-V}_{(1989)} = +1.2^m$$

за счет ослабления среднего блеска в B лучах в 1989г.

4. *Спектральные наблюдения.* Спектральные наблюдения PP Ori выполнены на 40" и 2.6м телескопах Бюраканской обсерватории. На 40" телескопе системы Шмидта область ассоциации Ориона снята с помощью 4° объективной призмы. На 2.6м телескопе спектры звезды PP Ori зарегистрированы с помощью универсального дифракционного спектрографа "UAGS", с использованием ЭОПа.

Наблюдения, полученные на 40" телескопе с помощью 4° объективной призмы, выполнены в 1973, 1979, 1980 и 1982гг. При наблюдениях использованы фотоэмульсии Kodak IIaF и IIIaF в сочетании со светофильтрами RG 610 и RG2. Эти наблюдения охватывают спектральные области 6100А–7000А. 4°-ная объективная призма вблизи линии H_α дает дисперсию, равную приблизительно 1100А/мм. На этих низкодисперсионных спектрах не удалось обнаружить линию H_α водорода в эмиссии. У звезды PP Ori эмиссионная линия H_α не была обнаружена и раньше [9].

Спектральные наблюдения звезды PP Ori на 2.6м телескопе были выполнены с 27 по 29 января 1989г., с помощью дифракционной решетки 651/8, с обратной линейной дисперсией 100А/мм. При наблюдениях была использована фотоэмульсия Kodak 103aO. Дисперсионные кривые построены с помощью спектральной лампы с He-Ne-Ag наполнением.

Все спектры калиброваны с помощью трубчатого фотометра Бюраканской обсерватории. Для стандартизации полученных четырех спектров исследуемой звезды, получены также спектры стандартной звезды Hiltner 600 из работы Бареса и Гайеса [10] на близких со звездой PP Ori зенитных расстояниях.

Регистрация спектров осуществлялась с помощью автоматического микроденситометра PDS — 1010А Бюраканской обсерватории.

Сканирования спектров проводились с диафрагмой размерами 50мкм × 50мкм. Во всех случаях шаг сканирования выбирался вдвое меньше ширины сканирующей щели.

Построение дисперсионных кривых, линейаризация шкалы длин волн, построение характеристических кривых для перехода от почернений к интенсивностям, фильтрация с помощью гауссианы, исправление спектров за спектральную чувствительность системы, разрисовка спектрограмм, определение различных

спектральных параметров и т.д., были осуществлены полуавтоматически, с помощью системы обработки спектров AIDA, разработанной в Бюраканской обсерватории на персональном компьютере типа PC/AT с использованием системы ADA [11].

Спектры вспышкающей звезды PP Ori, полученные нами, покрывают спектральную область 4500Å–7000Å. На всех спектрах исследуемой звезды четко выделяется сильная узкая абсорбционная линия нейтрального натрия Na I 'D' и очень слабая эмиссионная линия H_{α} водорода. В спектрах видны также слабые полосы поглощения окиси титана (TiO) и MgH.

Для иллюстрации на рис. 1 представлена запись спектра вспышкающей звезды PP Ori в красной области.

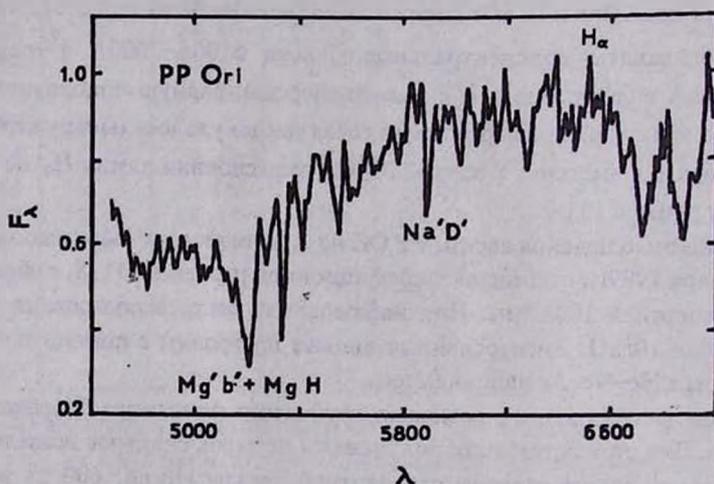


Рис. 1. Запись спектра PP Ori в красной области. Интенсивность на длине волны 5556Å принята за единицу.

Спектральный класс и абсолютная визуальная величина исследованной звезды были определены с помощью спектральных индексов окиси титана, по методам, разработанным Стауффером [12], Стауффером и Гартманном [13] и Петтерсеном и Хаули [14]. Эти спектральные индексы основаны на интенсивностях полос поглощения окиси титана и других молекул.

По этим определениям оценки спектрального класса звезды PP Ori — K7-MO, а абсолютная визуальная величина — $7^m.5 - 8^m.5$ (медиана всех определений).

Определена также эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} : 2-3A.

5. Обсуждение результатов. Методы, использованные нами для определения абсолютной звездной величины PP Ori, разработаны для звезд главной последовательности и поэтому к ним следует относиться с некоторой осторожностью. Используя полученные данные для спектрального класса и абсолютной звездной величины, легко можно убедиться, что звезда PP Ori на диаграмме Герцшпрунга-Рессела попадает на главную последовательность. Более того, дополнительное определение класса светимости по методу Притчета и ван ден Берга [15] по спектральным индексам $\text{Na}'D' + \text{TiO } \lambda 5891$ и $\text{MgI} + \text{MgH } \lambda 5174$ нас убедило о принадлежности звезды к карликам. Отметим, что по средним цветам $U - B = 1^m.08$ и $B - V = 1^m.18$ (см. табл.1) звезда имеет спектральный класс K5. Для такой звезды главной последовательности соответствует абсолютная звездная величина $M_v = 7^m.5$.

Предполагая, что звезда находится на расстоянии ассоциации Ориона с видимой звездной величиной $m_v = 12^m.91$, можно вычислить абсолютную звездную величину $M_v = 7^m.5$ (без учета поглощения). Такую абсолютную звездную величину имеет звезда главной последовательности спектрального класса F8-G0, с соответственными значениями показателя цвета $B - V = 0^m.48 - 0^m.58$. Но как видно из табл.1 показатель цвета $B - V$ звезды PP Ori в течение всего наблюдательного периода изменяется в пределах $1^m.07 - 1^m.28$.

Противоречие, с которым мы сталкиваемся при определении абсолютной звездной величины звезды PP Ori, можно объяснить, считая, что звезда находится намного ближе ассоциации Ориона. Действительно, при $M_v = 7^m.5 - 8^m.5$ получается, что звезда находится на расстоянии 75-120пс. Отметим, что расстояние ассоциации Ориона равно 450-500пс. Следовательно, звезда PP Ori, по-видимому, не является членом ассоциации Ориона, а лишь проектируется на эту область.

Таким образом, с одной стороны, звезда PP Ori по нашим наблюдениям показывает изменения, характерные орионовым переменным, с другой стороны, она не является членом ассоциации Ориона. Такие звезды вне звездных агрегатов встречаются весьма редко.

Полностью исключить возможность, что PP Ori является членом ассоциации Ориона трудно. Может быть PP Ori является WTTS (weak-line T Tau type star) и ее светимость в действительности может быть на 2-3 звездные величины

больше, чем предполагалось. Добавим также, что звезда PP Ori не ассоциируется с точечными источниками IRAS (PSC, FSC, SSC) [16].

6. *Заключение.* На основе богатого наблюдательного материала, охватывающего около 20 лет, подробно рассмотрены некоторые фотометрические и спектральные характеристики вспыхивающей звезды PP Ori. Кратко отметим основные результаты наших исследований.

В пределах ошибок фотографической фотометрии блеск звезды PP Ori не меняется.

Фотоэлектрические наблюдения позволили зарегистрировать неправильные изменения блеска звезды PP Ori, характерные орионовым переменным. Амплитуды этих изменений в синих лучах заключены в пределах $0^m.1 - 0^m.2$. В сторону длинных волн амплитуды изменений блеска уменьшаются. По-видимому в ультрафиолетовых лучах амплитуды изменений значительно большие. В течение времени изменяются также цвета $B - V$ и $V - R$.

На спектрах звезды PP Ori, полученных с помощью 4^0 объективной призмы, эмиссионная линия $H\alpha$ водорода отсутствует. Звезда не входит в каталог эмиссионных звезд Ориона [9].

На спектрах звезды, полученных на 2.6м телескопе Бюраканской обсерватории, с дисперсией 100Å/мм, уже видна слабая линия $H\alpha$ в эмиссии, и очень сильная абсорбционная линия нейтрального натрия. С помощью спектральных индексов окиси титана, используя известные методы, определены спектральный класс и абсолютная визуальная величина звезды PP Ori. Оценен класс светимости звезды.

Можно предполагать, что звезда PP Ori является, по всей вероятности, звездой типа WTTS.

FLARE STAR PP ORI

N.D.MELIKIAN, V.V.HAMBARIAN, K.N.GRANKIN, S.D.YAKUBOV

The results of photographic, photoelectric and spectral observations of flare star PP Ori are presented. 109 photographic observations, obtained with $40''$ Schmidt telescope of Byurakan observatory during about 20 years, and four spectra obtained with the same telescope and 4^0 objective prism, showed no brightness changes. Photoelectric observations of PP Ori in UBVR bands carried out with the 50cm and

60cm telescopes of Maydanak high mountain station of Tashkent Astronomical Institute in 1987 and 1989 give some reason to suspect brightness changes larger than observational errors. Spectral observations of PP Ori carried out with 2.6m telescope of the Byurakan observatory, show faint H_{α} emission. The results of all observations show that the star PP Ori is an Orion type variable of late spectral class K7-M0, and absolute visual magnitude $7^m.5 - 8^m.5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В.Мирзоян, Переменные звезды, 15, 192, 1964.
2. H. S. Chavushian, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, I. I. Jankovichs, IBVS, 1628, 1979.
3. R. S. H. Natsvlishvili, N. D. Melikian, IBVS, 1726, 1980.
4. N. D. Melikian, IBVS, 2018, 1981.
5. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацалшвили, Г.Б.Оганян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, Астрофизика, 17, 197, 1981.
6. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацалшвили, В.В.Амбарян, Г.А.Брутян, Астрофизика, 19, 725, 1983.
7. N. D. Melikian, H. S. Chavushian, R. S. H. Natsvlishvili, IBVS, 2622, 1984.
8. П.Н.Холопов, Р.Р.Самусь, В.П.Горанский, Н.А.Горыня, Е.В.Казаровец, Н.Киреева, Н.П.Кукаркина, Н.Е.Курочкин, Г.И.Медведева, Н.Б.Перова, А.С.Расторгуев, М.С.Фролов, С.Ю.Шугаров, Общий каталог переменных звезд, М., Наука, 2, 1985.
9. E. S. Parsamian, E. Chavira, Bol. Instituto Tonantzintla, vol. 3, No 3, 69, 1982.
10. J. V. Bares, D. S. Hayes, IRS Standard Manual, Kitt Peak National Observatory, 1984.
11. Т.Ю.Мазахян, С.В.Зарацян, Сообщ. Бюраканской обс., 55, 80, 1984.
12. J. R. Stauffer, Astron. J., 87, 899, 1982.
13. J. R. Stauffer, L. W. Hartmann, Astrophys. J., Suppl. Ser., 61, 531, 1986.
14. B. R. Pettersen, S. L. Hawley, Astron. Astrophys., 217, 187, 1989.
15. C. Pritchett, S. van den Berg, Astrophys. J., Suppl. Ser., 34, 101, 1977.
16. H. H. Aumann et al, Infrared Astronomical Satellite (IRAS), Explanatory Supplement, NASA RP-1190, Vol. 1, 1980.

УДК: 524.3-355

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ.

Х. ОБЛАСТЬ $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$.

Г.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 20 июля 1995

Принята к печати 1 сентября 1995

Приводится десятый список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS). Список содержит 100 объектов области $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ и $5^{\text{h}}30^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}30^{\text{m}}$ с площадью 355 кв. гр. Объекты имеют звездные величины V в пределах 12.0–18.5 и цвета $B-V$ в пределах -0.77 и $+0.37$. Из 100 объектов 80 открыты впервые. Приводятся экваториальные координаты, звездные величины V , показатели цвета CI и предварительные классы объектов по призмным низкодисперсионным спектрам. Для 29 объектов приведены ориентировочные типы, среди которых 4 кандидата в квазары, 2 — в сейфертовские галактики, 1 — сверхассоциация галактики IC 381, 18 — кандидатов в белые карлики и 4 — в катаклизмические переменные.

1. *Введение.* С 1987 года проводится работа по поиску голубых звездных объектов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS — First Byurakan Survey). Выделение, каталогизация и классификация голубых звездных объектов составляют вторую часть FBS. В девяти опубликованных списках [1–3] содержится 939 объектов, из которых 580 открыты впервые. Данная работа продолжает исследование высоких δ в сторону северного полюса. В области $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ обнаружено еще 100 голубых звездных объектов. Параллельно публиковались результаты спектральных [4] и поляриметрических [5,6] исследований объектов второй части FBS, где поставлена задача классификации всех объектов и детального исследования наиболее интересных из них.

Описание второй части FBS, методика отбора и принципы предварительной классификации объектов приведены в [1]. В работах [2] проведены сравнения

списков с другими аналогичными обзорами и анализ предварительной классификации авторов путем сопоставления с общепринятой спектральной классификацией для известных объектов. В работе [3] приводится некоторый статистический анализ выборки данного обзора, в частности, изучено галактическое распределение объектов второй части FBS. В работе [7] описана методика определения координат и звездных величин с карт Паломарского обзора неба.

2. *Фотографический материал.* Область $+73^\circ \leq \delta \leq +80^\circ$, $3^h 30^m \leq \alpha \leq 18^h 30^m$ включает две полосы FBS ($\delta = +75^\circ$ и $\delta = +78^\circ$) с 30 обзорными полями по $4^\circ \times 4^\circ$, заснятыми с шагом $55'$ на склонении $\delta = +75^\circ$ и с шагом $1^h 02^m$ на $\delta = +78^\circ$. Общая площадь области — 355 кв.гр. В этой области Б.Е.Маркаряном, В.А.Липовецким и Дж.А. Степаняном в 1966–1980гг. отснято 49 фотопластинок Kodak PF, IAF, IаF, 103aF, IIF (baked) и Agfa ZU-2, которые трижды просматривались нами в 1994г. с помощью 7^\times и 15^\times луп с целью выявления голубых звездных объектов. Далее в ходе определения звездных величин и экваториальных координат выделенных объектов, определялись также предельные звездные величины для всех 49 пластинок данной области, так как у этих пластинок нет фотометрической калибровки. Эти величины, как и в предыдущих работах, определялись в результате усреднения звездных величин пяти наиболее слабых звезд вокруг центров пластинок. После определения предельных величин m_O и m_E , соответственно, с голубой и красной карт POSS, рассчитывалась величина m_V с точностью не хуже, чем 0.3^m . Предельные величины пластинок колеблются в пределах $16.2^m - 18.9^m$, в среднем составляя 17.8^m . Это на $0.5^m - 1^m$ выше, чем считалось раньше (например, [8]). Наилучшие пределы имеют эмульсии IIF и IAF (соответственно 18.3^m и 18.1^m).

Определялись также и точные координаты центров всех пластинок исследуемой области. Центры некоторых пластинок имеют склонение $+74^\circ$. (вместо $+75^\circ$), другие имеют некоторый сдвиг относительно их номинального значения. Вследствие всего этого перекрываемая площадь в исследуемой области больше, чем в предыдущих областях обзора.

3. *Список объектов.* В табл.1 приведен список 100 голубых звездных объектов FBS. В ее последовательных столбцах представлены: 1 — обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии №28 МАС, 2 — номер объекта в обзоре, 3,4 — экваториальные координаты для эпохи 1950,0 года, с точностью до $2^s(\alpha)$ и $0.1(\delta)$, 5 — видимая звездная величина V с точностью до 0.3^m , 6 — показатель

Таблица 1

СПИСОК ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS
ОБЛАСТИ $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$

FBS	№	a_{1950}		m_v	CI	Обз. тип	Оценка типа	Лите- ратура
		h	m s					
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0416+793	940	04 16 34	+79 16.3	16.4	-0.7	B1a:	DA:	
0420+737	941	04 20 49	73 39.8	15.4	-0.7	B2a	DA	
0421+740	942	04 21 25	74 00.7	14.9	-0.5	B1	Sy:	
0430+772	943	04 30 00	77 11.9	14.0	-0.4	B1		
0432+763	944	04 32 28	76 18.8	14.8	0.0	B3a:		
0433+759	945	04 33 50	75 57.6	14.5	-0.1	B1		
0437+756	946	04 37 51	75 33.7	13.9	+0.3	N1e:	SA:	
0507+733	947	05 07 24	73 17.9	14.4	0.0	B2		
0527+790	948	05 27 51	79 00.4	15.6	-0.2	B1		
0552+778	949	05 52 10	77 50.0	14.4	0.0	B2		
0552+779	950	05 52 17	77 51.5	18.5	+0.4	N3e:	CV:	
0614+769	951	06 14 02	76 53.0	16.0	+0.3	N1e:	QSO	
0616+736	952	06 16 15	73 35.4	15.4	-0.7	B3	DA:	
0622+741	953	06 22 55	74 04.3	12.7	-0.1	B3		
0629+756	954	06 29 30	75 37.3	15.7	-0.4	B3		
0637+786	955	06 37 31	78 37.9	16.3	0.0	B2	Sy:	
0642+794	956	06 42 16	79 21.1	15.8	0.0	B2a	DA:	
0652+799	957	06 52 55	79 55.8	15.0	-0.1	B3		[10]
0659+732	958	06 59 55	73 12.7	16.6	-0.4	B3e:		
0701+758	959	07 01 06	75 46.6	17.1	-0.8	B2		
0709+751	960	07 09 42	75 08.1	15.2	-0.3	B1		
0713+790	961	07 13 10	79 01.2	14.3	+0.2	B3		[10]
0715+751	962	07 15 22	75 08.8	13.2	-0.1	B3		
0726+728	963	07 26 42	72 48.2	15.0	-0.4	N1e	CV:	
0731+759	964	07 31 08	75 58.6	16.2	+0.1	B3a	DA	
0747+725	965	07 47 49	72 32.2	16.0	-0.1	B1a	DA:	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
0747+729	966	07 47 53	72 57.8	15.8	+0.5	N3e	QSO:	
0749+725	967	07 49 47	72 32.3	15.6	+0.2	N3		
0752+769	968	07 52 40	76 54.5	15.9	0.0	B1		
0804+762	969	08 04 34	76 11.4	14.1	+0.3	N1e	QSO	[9,15,16]
0804+773	970	08 04 37	77 18.8	14.2	0.0	B1		
0815+741	971	08 15 57	74 05.0	14.3	+0.2	B1		
0817+758	972	08 17 26	75 49.9	14.1	+0.1	B2		
0826+721	973	08 26 00	72 05.7	17.1	-0.8	B2		
0827+738	974	08 27 12	73 47.2	15.9	+0.4	N3e	CV	
0835+728	975	08 35 48	72 50.3	13.7	+0.3	B2e:		
0838+771	976	08 38 30	77 03.9	15.0	-0.2	B3		[9,16,17]
0844+792	977	08 44 58	79 13.1	14.6	-0.6	B1		
0904+735	978	09 04 49	73 30.9	14.4	-0.2	B1		[9,14]
0926+769	979	09 26 58	76 58.4	15.6	-0.1	B2		
0938+788	980	09 38 12	78 45.4	12.0	-0.7	B1		
0956+743	981	09 56 34	74 16.0	17.0	-0.6	B2	DA:	
1008+756	982	10 08 06	75 34.5	15.2	-0.7	B1		[9,14]
1013+755	983	10 13 34	75 28.1	12.3	-0.9	B1		
1014+800	984	10 14 54	80 02.5	15.9	0.0	B2		
1019+754	985	10 19 13	75 24.2	16.7	-0.7	B2		
1023+753	986	10 23 14	75 15.0	14.1	+0.1	N1		
1039+748	987	10 39 27	74 46.6	15.2	-0.9	B2a:	DA:	[9,13]
1043+760	988	10 43 04	76 00.2	13.0	0.0	B1		[9,14]
1049+739	989	10 49 10	73 54.5	17.2	-0.6	B2		
1100+774	990	11 00 28	77 15.2	15.2	-0.2	N2		[9,15]
1102+749	991	11 02 23	74 52.8	14.8	-0.7	B1a	DA	[9,12,13]
1112+761	992	11 12 44	76 07.1	16.1	+0.2	N3e:		
1127+746	993	11 27 55	74 37.6	15.6	-0.4	B1		[9,14]
1129+733	994	11 29 37	73 16.0	15.6	-0.2	B3a:	DA:	
1133+754	995	11 33 33	75 23.5	13.1	-0.3	B1		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1139+790	996	11 39 58	79 02.0	13.1	-0.1	N3a	DA:	
1156+741	997	11 56 08	74 07.2	14.9	0.0	B2a	DA:	[9,14]
1157+739	998	11 57 12	73 52.0	15.6	-0.3	B2a	DA	
1220+753	999	12 20 11	75 20.0	15.2	+0.3	B3e	CV	
1222+796	1000	12 22 55	79 37.6	15.9	0.0	B1a:		
1224+780	1001	12 24 20	78 00.0	13.8	-0.1	N1		
1240+767	1002	12 40 07	77 43.4	13.6	0.0	B2		
1240+754	1003	12 40 12	75 25.1	15.4	-0.2	B2a	DA:	[9,10,13]
1244+756	1004	12 44 06	75 37.4	16.9	-0.8	B1		[10]
1247+759	1005	12 47 31	75 59.4	16.7	-0.6	B2a:		
1249+749	1006	12 49 07	74 56.1	12.1	-0.4	B1		
1249+762	1007	12 49 09	76 09.0	15.6	-0.4	B1		[9,14]
1309+770	1008	13 09 02	77 01.0	16.4	+0.3	B1		
1311+764	1009	13 11 47	76 26.3	18.0	-1.4	B1a:		
1316+768	1010	13 16 43	76 48.3	15.9	0.0	B3		
1326+767	1011	13 26 25	76 39.3	14.9	-0.4	B2		
1344+765	1012	13 44 51	76 28.5	16.3	-0.2	B2		
1348+745	1013	13 48 01	74 30.7	15.8	-0.4	B1		[9,14]
1357+759	1014	13 57 00	75 52.3	15.8	-0.3	B1		
1405+749	1015	14 05 12	74 53.4	15.5	-0.5	B1a	DA	[12]
1413+757	1016	14 13 14	75 40.1	17.5	-0.6	B3		
1416+757	1017	14 16 45	75 44.0	15.6	-0.3	B2a	DA:	
1429+768	1018	14 29 21	76 45.5	16.1	-0.4	B3		
1440+753	1019	14 40 14	75 18.2	15.2	-0.6	B1		
1444+751	1020	14 44 37	75 04.8	16.5	0.0	N3e:		
1452+762	1021	14 52 18	76 11.9	16.0	+0.3	N2e	QSO:	
1500+752	1022	15 00 44	75 10.4	16.9	-0.9	B2a:		
1505+757	1023	15 05 59	75 42.8	15.8	-0.3	B1		[9,14]
1512+771	1024	15 12 05	77 05.0	15.3	-0.4	B2a:		
1517+740	1025	15 17 06	74 02.8	15.8	-0.6	B2a	DA	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1529+799	1026	15 29 12	79 51.8	12.7	-0.6	B1		
1551+752	1027	15 51 59	75 11.7	16.0	+0.1	B3a:		
1610+773	1028	16 10 24	77 19.0	15.7	-0.1	B2		
1612+797	1029	16 12 02	79 39.1	15.0	-0.6	B1		
1613+789	1030	16 13 54	78 51.0	15.2	-0.3	B1		
1619+749	1031	16 19 48	74 55.5	16.4	0.0	B2c:		
1621+789	1032	16 21 17	78 52.8	15.7	-0.3	B3		
1627+746	1033	16 27 52	74 36.8	15.8	-0.5	B2a		[11,12]
1653+779	1034	16 53 22	77 53.6	15.3	-0.4	B1a	DA:	
1657+775	1035	16 57 44	77 28.6	13.5	+0.3	B2		
1701+745	1036	17 01 04	74 28.9	16.0	-0.5	B3a:		
1701+752	1037	17 01 24	75 10.3	14.8	+0.1	B3		
1736+800	1038	17 36 02	80 01.3	15.5	-0.5	B2		[10]
1827+779	1039	18 27 45	77 53.7	16.7	-0.2	B3		

Комментарии к отдельным объектам табл. 1:

0421+740 — на картах POSS заметны слабые спиральные рукава вокруг звездообразного ядра галактики.

0437+756 — находится в спиральном рукаве галактики RNGC 1530A (IC 381). Вероятнее всего — сверхассоциация.

0552+779 — слабейший объект в списке с $m_v = 18.5$. Включен в список из-за разорванного низкодисперсионного спектра, напоминающего катаклизмическую переменную.

0804+762 — квазар с $z = 0.100$. Имеется также в каталоге сейфертовских галактик как Sy1.

0838+771 — сейфертовская галактика VII Zw244 = MCG 13-7-2 с $z = 0.131$. Является также инфракрасным источником (IRAS 0838+770). На картах POSS едва заметна протяженность объекта.

1100+774 — квазар 3CR 249.1 = SHB 173. $z = 0.311$, $U-B = -0.77$, $B-V = -0.02$.

1311+764 — рекордно-голубой объект. После коррекции получается $B-V = -0.77!$.

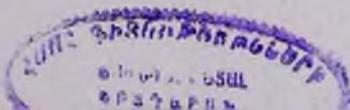
цвета CI с точностью до 0.3^m , 7 — обзорный тип объектов согласно классификации призмных спектров, 8 — оценка типа объектов также по низкодисперсионным спектрам, 9 — отождествление известных объектов (номер соответствующего источника в списке литературы), где [9] — обзор Паломара-Грина (PG), [10] — поиск слабых голубых звезд Лейтена (LB), [11] — обзор собственных движений с помощью 48 Паломарского телескопа Шмидта (объекты LP), [12] — Ловелловский обзор собственных движений (объекты GD), [13] — каталог спектроскопически отождествленных белых карликов, [14] — каталог горячих субкарликов, [15] — каталог квазаров и активных ядер Верон-Четти и Верона, [16] — каталог сейфертовских галактик, [17] — каталог точечных источников IRAS.

Экваториальные координаты определены с карт Паломарского обзора неба глазомерным методом. Звездные величины и показатели цвета CI также определены с карт Паломарского обзора с помощью калибровки зависимости "диаметр изображения — звездная величина" согласно [18] и соответствуют стандартной фотометрической величине V системы Джонсона с точностью до 0.3^m , обоснованной в работе [7]. Для перехода к фотометрическим показателям цвета $B-V$ можно пользоваться эмпирической формулой:

$$B-V = 0.6 CI + 0.07.$$

Принципы предварительной классификации описаны в [1]. Напомним, что в нашей классификации тип B обозначает объекты, у которых синяя часть спектра на призмных пластинках интенсивнее красной, а тип N — объекты, у которых интенсивности обеих частей примерно равны. Индексы 1, 2 и 3 показывают соотношение длин сине-фиолетовой и красно-желтой частей спектра в убывающем порядке. Индексы "а" и "е" показывают наличие соответственно абсорбционных и эмиссионных деталей в низкодисперсионном спектре. Знак ":" ставится в случае неуверенности этих данных.

4. *Анализ выборки объектов.* В данной работе на площади 355 кв. гр. обнаружено 100 голубых звездных объектов. Средняя поверхностная площадь объектов составляет 0.282 об/кв.гр. На этой площади в каталоге Паломара-Грина [9] имеется 16 объектов, из которых 14 обнаружены также в FBS. 2 объекта (классифицированные в PG как sdB и Bin) пропущены в FBS ввиду недостаточного УФ избытка. Среди 14 переоткрытых объектов 2 квазара, 1 сейфертовская галактика, 3 белых карлика DA и 8 субкарликов. Еще 6 объектов табл.1 без спектральной классификации имелись в других обзорах голубых звезд [10-12]. Отметим, что все 3 белых карлика и один QSO были ориентировочно классифи-



цированы нами уже по низкодисперсионным призмным спектрам. Как отмечалось [3, 19], большинство объектов FBS, не имеющих оценки типа, являются горячими субкарликами, т.е. на призмных пластинках это объекты с УФ избытком без каких-либо дополнительных признаков. Всего в графе "Оценка типа" табл.1 числится 29 объектов, среди которых 4 вероятных или возможных квазара (соответственно QSO или QSO:), 2 возможные сейфертовские галактики (Sy:), 1 сверхассоциация (SA) в спиральном рукаве галактики IC 381, 18 DA или DA: и 4 катаклизмические переменные (CV или CV:), опознанные по эмиссионному спектру. Кандидаты в субкарлики (большинство остальных объектов) в табл.1 не отмечаются. Как указывалось в работах [3] и [19] оценка типа объектов оправдывает себя на 75–100% для разных типов, что подтверждается также данной работой. Поэтому следует обратить особое внимание на объекты FBS 0614+769 (яркий QSO), FBS 0827+738 (CV), FBS 1220+753 (CV), которые имеют более уверенную оценку типа наряду с несколькими кандидатами в белые карлики.

В табл.2 приводится распределение объектов табл.1 по обзорным типам. Как отмечалось [2, 3, 19], по этим типам можно судить о природе объектов. В частности, подавляющее большинство объектов типа В являются звездами HBB, sd и WD, а значительный процент объектов типа N — внегалактическими. Дополнительный признак "а" позволяет разделить белые карлики от субкарликов, а с помощью признака "е" выделяются квазары, катаклизмические переменные и планетарные туманности.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ FBS ОБЛАСТИ
 $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ ПО ОБЗОРНЫМ ТИПАМ

Обзорный тип	V1	V2	V3	N1	N2	N3	Абсорбцион. спектр	Эмиссион. спектр
Кол-во объектов	34	31	20	6	2	7	25	14

Начиная с V списка определялись также показатели цвета CI , которые более точны, чем простое разделение на типы В и N. В табл. 3 приводится распределение объектов табл. 1 по CI . Наконец, отметим о распределении объектов по m_v . Так как предельная величина пластинок FBS отличается на 2^m и более, однородность выборки по m по всей области не обеспечивается и полнота обзора может быть достигнута лишь около 15.5^m . Поэтому объектов с $m \geq 16$ не так уж

много (всего 27), хотя есть несколько слабейших объектов, представляющих особый интерес. Это, в частности, FBS 0552+779 ($m = 18.5$, эмиссионный объект, кандидат в CV) и FBS 1311+764 ($m = 18.0$, $CI = -1.4$), вероятнее всего — sdOC или DO).

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ FBS ОБЛАСТИ
 $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ ПО ПОКАЗАТЕЛЯМ ЦВЕТА CI

Пределы CI	≤ -1.0	$-0.9...-0.5$	$-0.4...0.0$	$+0.1...+0.5$
Кол-во объектов	1	27	52	20

5. *Заключение.* В области $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ обзора FBS обнаружено 100 голубых звездных объектов, из которых 80 открыты впервые. Среди новых объектов есть много интересных, в частности, кандидатов в квазары, сейфертовские галактики, катаклизмические переменные, белые карлики и др. Горячие субкарлики (sdO и sdB) по-видимому, как и прежде, составляют большинство объектов в наших списках, что естественно для относительно ярких голубых звездных объектов. Анализ выборки объектов показывает [19], что FBS дополняет имеющиеся обзоры голубых звездных объектов не только ранее неисследованными областями, но и большим количеством новых объектов в исследованных областях, в частности, — пекулярными объектами, не поддающимися машинному отбору. Это говорит о том, что обходное дополнение вычислительной машины и наблюдателя является оптимальным в обзорных работах.

Авторы выражают благодарность Европейской Южной Обсерватории (ESO) за поддержку данной работы грантом программы C&CE A-02-043.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
 Армения

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
BLUE STELLAR OBJECTS. X. THE REGION $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$.

H.V.АБРАХАМИАН, А.М.МИКАЕЛИАН

The tenth list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan spectral sky survey (FBS) is given. 100 objects of the region with $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$, $3^{\text{h}} 30^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ with a surface of 355 sq. degree are listed. The objects have V magnitudes in a range 12.0–18.5 and B–V colours in a range $-0.77 - +0.37$. 80 of 100 objects are discovered for the first time. Equatorial coordinates, V magnitudes, CI colour indices and preliminary classes of objects based on prism low-dispersion spectra are given. Approximate types are given for 29 objects, among which there are 4-candidates of quasars, 2 — of Seyfert galaxies, 1 — superassociation of the galaxy IC 381, 18 — candidates of white dwarfs and 4 — of cataclysmic variables.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
2. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, А.М.Микаелян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 33, 213; 33, 345, 1990; 34, 13, 1991.
3. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 36, 109; 36, 517, 1993; 37, 43; 37, 1994; в печати; 38, 1995, в печати.
4. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 35, 197, 1991.
5. А.М.Микаелян, М.А.Ерицян, Г.В.Абрамян, *Астрофизика*, 34, 351, 1991.
6. М.А.Ерицян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 36, 203, 1993.
7. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Сообщ.Бюракан.обсерв.*, 66, в печати.
8. В.Е.Маркarian, В.А.Липовetski, J.А.Stepanian, L.К.Еrastova, А.І.Shapovalova, *Commun. SAO*, 62, 5, 1989.
9. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
10. W.J.Luyten, A Search for Faint Blue Stars, *Obs. Univ. of Minnesota, Minneapolis, Minn.*, 1955–69.
11. W.J.Luyten, Proper Motion Survey with the Forty-Eight Inch Schmidt Telescope, *Univ. of Minnesota, Minneapolis, Minn.*, 1963–85.
12. H.L.Giclas, R.Burnham, Jr., and N.G.Thomas, *Lowell Proper Motion Survey, Lowell Obs. Bulletin No166, Vol. VIII, No 6, Flagstaff, Arizona*, 1980.
13. G.P.McCook, E.M.Slon, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 65, 603, 1987.
14. D.Kilkenny, U.Heber & J.S.Drilling, *South Afr. Astron. Obs. Circulars*, 12, 1 1988.
15. M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, *A Catalog of Quasars and Active Nuclei (6th edition)*, *ESO Sci. Rep.*, №13, 1993.
16. В.А.Липовецкий, С.Н.Неизвестный, О.М.Неизвестная, *Каталог сейфертовских галактик, Сообщения SAO*, 55, 5, 1987.
17. *Joint IRAS Science Working Group (ed.)*, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs and Atlases. Vol. 2. The Point Source Catalog, Declination Range $90^{\circ} > \delta > 30^{\circ}$* , NASA, Washington, DC: US Government Publication Office.
18. I.R.King, M.I.Raff, *Publ.Astron.Soc.Pacif.*, 89, 120, 1977.
19. А.М.Микаелян, *Канд. дис.*, Бюракан, 1994.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 38

МАЙ, 1995

ВЫПУСК 2

УДК: 524. 316: 520. 35

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VI. ПОЛОСА $+69^{\circ} \leq \delta \leq +77^{\circ}$.

Г.В.АБРАМЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 12 мая 1995

Принята к печати 12 июня 1995

Приводится шестой список красных звезд, отобранных на пластинке Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе $3^{\text{h}}45^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}$ и $+69^{\circ} \leq \delta \leq +77^{\circ}$. Список содержит данные о 42 новых объектах. Вокруг двух из них предполагается существование пылевой оболочки.

1. *Введение.* С 1987г. в Бюраканской астрофизической обсерватории НАН Республики Армения начато изучение пластинок спектрального обзора Маркарян [1] с целью выявления звездных объектов с сильным УФ-континуумом. Отбор, спектральное исследование и классификация этих объектов составляют вторую часть Первого Бюраканского спектрального обзора неба (The First Byurakan Survey — FBS).

Проводится также отбор и каталогизация слабых звезд поздних M и C спектральных классов, с целью детального изучения этих объектов на высоких галактических широтах. Необходимость и целесообразность исследования таких слабых пекулярных объектов отмечались в предыдущих наших работах [2—4]. Некоторые данные о FBS-обзоре и о критериях выделения звезд спектральных классов C и M на пластинках обзора изложены в первых двух работах данной серии [5,6].

Списки слабых M звезд на высоких галактических широтах опубликованы Стивенсоном [7,8], а в работе [9] опубликован каталог C и M звезд на высоких галактических широтах в области $8^{\text{h}}15^{\text{m}} < \alpha < 17^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и

+ 29° < δ < + 38° (Case-обзор). Однако эти обзоры уступают обзору FBS по размеру изученной площади. Отметим также, что недавно Грином и др. [10] начат широкоугольный ПЗС-обзор для поиска более слабых С звезд на высоких галактических широтах.

В настоящей статье, являющейся продолжением работ этой серии [5, 6, 11-13], дается шестой список новых слабых звезд поздних спектральных классов, отобранных на пластинках FBS-обзора. Сообщается также о принадлежности трех известных звезд к спектральному классу М.

2. *Список новых объектов.* Наш список содержит новые слабые звезды, расположенные в полосе $3^h 45^m \leq \alpha \leq 18^h$ и $+69^\circ \leq \delta \leq +77^\circ$. В результате просмотра фотонегативов указанной полосы обзора FBS, охватывающих область приблизительно 560 кв. градусов, выявлены 54 красные звезды (3 углеродных, 50 М звезд, спектральный тип одной звезды подозревается между М и С), из которых с известными объектами [14-22] отождествлены 12 объектов (9 М звезд и 3 С звезды).

В табл.1 приведены данные о 42 новых слабых звездах, где для этих объектов последовательно даны: 1 — порядковый номер, 2 — FBS обозначение, 3 и 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0 г. (координаты идентифицированных неизвестных инфракрасных источников заимствованы из IRAS каталога [23]), 5 — спектральный тип (М или С), 6 — звездные величины в красном цвете, определенные согласно соотношению << диаметр — звездная величина >> [24], 7 — IRAS номера идентифицированных 22 неизвестных инфракрасных источников, согласно каталогу [23]. Точность определения координат дается в работе [12].

Согласно результатам, полученным в работе [26], для инфракрасных показателей цвета и для избыточных излучений на длине волны 25 мкм ($\Delta 25$) для М звезд, можно предположить, что два новых инфракрасных источника IRAS 04066 + 7139 и IRAS 17313 + 7033 (табл.1) окружены пылевыми оболочками.

Установлена принадлежность к спектральному М классу еще трех известных звезд: RV UMi [15], TMSS + 70048 и TMSS + 80017 [18] (тоже выявленных на пластинках обзора FBS в вышеуказанной области). Первая из них — RV UMi известна как переменная типа Миры Кита [15]. Судя по низкодисперсионному спектру, на пластинке обзора звезды RV UMi и TMSS + 80017 являются звездами подклассов М8 — М9. Последняя (TMSS + 80017) имеет Auto-классификацию ± 2 в каталоге [27], что является довольно интересным для звезд типов М.

Таблица 1

СПИСОК НОВЫХ ОБЪЕКТОВ

№	Название FBS	Координаты		Спектр. тип	R велич.	IRAS номер [23]
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1	0346+726	03 ^h 46 ^m 21.3 ^s	72 ^o 41' 17"	M	11.4 ^m	03463+7241
2	0351+704	03 51 42.5	70 25 45	M	12.2	03517+7025
3	0353+720	03 53 43.2	72 00 34	M	12.2	
4	0355+701	03 55 47.2	70 07 40	M	10.8	03557+7007
5	0359+712	03 59 40.5	71 16 48	M	12.8	
6	0406+716	04 06 41.1	71 39 01	M	11.8	04066+7139
7	0409+703	04 09 52.9	70 23 31	M	13.5	
8	0413+768	04 13 34.1	76 49 22	M	13.5	
9	0416+733	04 16 05.9	73 22 26	M	14.9	04160+7322
10	0417+711	04 17 23.1	71 11 45	M	12.2	04173+7111
11	0425+695	04 25 41.6	69 30 15	M	12.2	04256+6930
12	0426+697	04 26 02.0	69 47 15	M	12.2	04260+6947
13	0428+698	04 28 03.2	69 49 55	M	15.1	
14	0432+694	04 32 27.7	69 25 32	M	12.2	04324+6925
15	0436+726	04 36 20.4	72 40 09	M	12.2	04363+7240
16	0437+740	04 37 47.8	74 03 22	M	12.8	
17	0438+695	04 38 17.2	69 31 45	M	12.2	
18	0438+727	04 38 35.9	72 43 12	M	12.2	
19	0451+693	04 51 51.6	69 22 35	M	10.8	04518+6922
20	0457+692	04 57 41.2	69 12 19	M	12.2	
21	0501+755	05 01 35.2	75 34 15	M	14.2	
22	0508+698	05 08 48.5	69 48 26	M	13.5	05088+6948
23	0516+748	05 16 46.3	74 52 09	M	15.1	
24	0521+725	05 21 04.9	72 32 00	M	12.0	
25	0529+709	05 29 10.5	70 59 13	M	12.2	
26	0529+708	05 29 40.8	70 51 57	M	13.5	
27	0534+713	05 34 16.9	71 20 55	M	12.2	05342+7120
28	0537+728	05 37 45.8	72 53 17	M	12.2	
29	0543+691	05 43 34.4	69 08 10	M	12.8	05435+6908
30	0548+735	05 48 49.1	73 33 08	M	12.8	
31	0611+686	06 11 10.6	68 41 38	M	12.8	06111+6841
32	0619+728	06 19 45.2	72 51 09	M	12.2	06197+7251
33	0626+723	06 26 29.7	72 23 31	M	14.6	
34	0643+743	06 43 31.6	74 19 35	M	13.8	06435+7419
35	0648+747	06 48 24.3	74 45 43	M	13.5	06484+7445

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
36	0804+744	08 04 07.6	74 28 31	M	12.2	08041+7428
37	1503+742	15 03 58.5	74 14 00	M	12.8	
38	1528+768	15 28 51.7	76 51 02	M	15.9	
39	1558+771	15 58 21.6	77 08 26	M	12.2	15583+7708
40	1640+701	16 40 03.9	70 06 43	(M-C)?	14.2	
41	1731+705	17 31 18.9	70 33 59	M	12.2	17313+7033
42	1756+699	17 56 49.9	69 56 23	M	12.2	17568+6956

Краткие замечания к отдельным объектам табл. 1.

FBS 0428 + 698 — звезда позднего M8—M9 подкласса. Возможно, компонент двойной системы.

FBS 0451 + 693 = IRAS 04518 + 6922. Об этом объекте, как переменной типа Миры Кита, сообщалось в работе [25].

FBS 0643 + 743 = IRAS 06435 + 7419. Звезда позднего M8—M9 подкласса. На PA (O) — карте изображение этого объекта отсутствует. Эта звезда входит также и в SSC каталог (SSC 06435 + 7419 [23]). Кроме этого объекта, с SSC источниками идентифицированы еще две новые M звезды из табл.1 (FBS 0648 + 747 = SSC 06484 + 7445 и FBS 1756 + 699 = SSC 17568 + 6956 [23]).

FBS 1640 + 701 — Спектр этого объекта на пластинке обзора имеет клинообразный вид, короткий конец которого не доходит до провала чувствительности пластинки.

FBS 1731 + 705 = IRAS 17313 + 7033. На пластинке обзора этот объект оценивается как звезда $\sim 11^m$ (в визуальных лучах). Объект явно переменный.

FBS 1756 + 699 = IRAS 17568 + 6956 = SSC 17568 + 6956. На пластинке обзора $\sim 12^m$. Объект переменный.

3. Основные результаты.

1. На основе материала обзора FBS приводятся данные о 42 новых объектах, 22 из которых являются неизвестными IRAS источниками (табл.1).

2. Установлена принадлежность трех известных звезд к спектральному классу M, а вокруг двух неизвестных IRAS источников предполагается существование пылевой оболочки, согласно избыточному излучению на длине волны 25 мкм.

Авторы выражают благодарность Американскому астрономическому обществу за финансовую поддержку при выполнении работ данной серии.

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
LATE — TYPE STARS. VI. ZONE $+69^{\circ} \leq \delta \leq +77^{\circ}$.

H.V.ABRAHAMIAN, K.S.GIGOYAN

The sixth list of red stars is presented on the base of the First Byurakan Spectral Sky Survey material. The objects are situated on the zone with $+69^{\circ} \leq \delta \leq +77^{\circ}$ and $3^{\text{h}} 45^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}$. The list contains data for 42 new stars. The existence of dust shells around two of them is suspected.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 181, 1993.
3. Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян, *Астрон. журн.*, 71, 891, 1994.
4. К.С.Гигоян. Поиск и исследование звезд поздних М и С спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба: Дис. ...канд. физ. — мат. наук, БАО, 1994, 112с.
5. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989.
6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 32, 501, 1990.
7. С.В. Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
8. С.В. Stephenson, *Astrophys. J.*, 300, 779, 1986.
9. N. Sanduleak, P. Pesch, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.
10. P. J. Green et al., *Astrophys. J.*, 434, 319, 1994.
11. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 33, 317, 1990.
12. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 431, 1993.
13. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 37 (в печати).
14. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. I—II, Наука, М., 1985.
15. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. III, Наука, М., 1987.
16. Б.В.Кукаркини и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
17. O. Lee, G. D. Gore, T. J. Bartlet, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part 1C, 1947.
18. G. Neugebauer, R. B. Leighton, *Two — Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog* (Washington: NASA Spec. Publ., №3047), 1969.
19. A. N. Vyssotsky, *Astron. J.*, 61, 201, 1951.
20. A. R. Uggren, *Astron. J.*, 65, 644, 1960.
21. D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations* (NASA Reference Publ., №1196), Part I—II, 1987.
22. С.В. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, №2, 1989.
23. H. H. Aumann et al., *Infrared Astronomical Satellite (IRAS). Catalogs and Atlases. The Point Source Catalog* (NASA—RP—1190), v.2, 1988.
24. I. R. King, M. I. Raff, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 120, 1977.
25. D. Boehme, *BAV Rundbrief, Jahrg.*, 41, 23, 1992.
26. K. Noguchi, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 779, 1989.
27. P. Cheeseman, J. Stutz, M. Self et al., *Automatic Classification of Spektra From the Infrared Astronomical Satellite (IRAS)*, NASA Ref. Publ. №1217, 1989.

УДК: 524.382

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЕ HD 187399

Н.Л.ИВАНОВА, З.У.ШХАГОШЕВА

Поступила 24 июня 1995

Принята к печати 5 августа 1995

Приводятся результаты исследования спектров тесной двойной системы HD 187399. Измерены и отождествлены линии в спектре главной звезды, вычислены их эквивалентные ширины, центральные остаточные интенсивности, электронные плотности в атмосфере главной звезды и в общей оболочке системы. Построена кривая лучевых скоростей главной звезды и определена скорость расширения общей оболочки системы: $V_r = 90$ км/с. Измерена скорость межзвездного кальция $V_r = -3.5$ км/с. Установлена идентичность кривых лучевых скоростей для главной звезды, полученных в настоящей работе и Мерриллом [1]. Сравнение позволило сделать следующее предположение: за прошедшие 35 лет в системе HD 187399 не произошло заметной потери массы и, возможно, имело место только перетекание материи от одного компонента к другому. Отмечается большое сходство с системой β Лиры.

1. *Введение.* Как известно [1], тесная двойная звезда HD 187399 ($\alpha_{1900} = 19^h 44^m.7$, $\delta_{1900} = +29^{\circ} 10'$, $m_{vis} = 7.7$) имеет период 28 дней и амплитуду скоростей 209 км/с. Спектральный класс главной звезды B9eq III [2], второй, более массивной, неизвестен. Многочисленные исследования этой звезды [1-5] не внесли ясности в вопрос о природе невидимого компонента.

Согласно [6], функция масс $\tilde{f}(M) = 2.72$, $\frac{M_1}{M_{\odot}} = 4.0$, а $\frac{M_2}{M_{\odot}} = 6.8$ (в предположении, что $\sin i = 1$). Гипотеза о том, что ненаблюдаемая массивная звезда есть коллапсар или старая нейтронная звезда [7], наблюдениями не подтверждается: положение системы не совпадает с каким-либо источником рентгеновского излучения.

Система окружена быстро расширяющейся оболочкой, на что указывают профили типа Р Лебеда водородных линий. Возможно, существует поток материи,

перетекающей между компонентами, из которых одна (полуразделенные) или обе (контактные) достигли предела Роша.

В настоящей статье представлены результаты исследования 12 спектров, полученных на ОЗСП БТА (6-ти метровый телескоп, II камера, дисперсия 9А/мм) Специальной астрофизической обсерватории (САО) Российской академии наук. Даты наблюдений, юлианские дни и соответствующие фазы приведены в табл.1.

Таблица 1

ДАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ, ЮЛИАНСКИЕ ДНИ
И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ ФАЗЫ

№ п/п	Даты	J.D.2445. . .	Фаза
1	30/31.7.82	181.50	0.605
2	1/2.8.82	183.54	0.678
3	2/3.8.82	184.58	0.715
4	8/9.8.82	190.63	0.931
5	9/10.8.82	191.58	0.965
6	10/11.8.82	192.58	0.000
7	11/12.8.82	193.50	0.034
8	13/14.8.82	195.58	0.108
9	23/24.7.83	539.67	0.410
10	24/25.7.83	540.42	0.437
11	6/7.8.83	553.46	0.903
12	8/9.8.83	555.63	0.981

Были выполнены спектрофотометрия линий и измерения лучевых скоростей.

С помощью автоматического двухкоординатного микроденситометра AMD-1 САО, с дисперсией 0.4А/мм, были получены записи спектров в остаточных интенсивностях.

Для определения лучевых скоростей спектрограммы были промерены с помощью традиционного осциллокопического компаратора, созданного на базе шнельфотометра Цейсса. Методика измерений и обработки разработаны в САО [8].

2. Спектрофотометрия. В спектральной области 3800–5000А были отождествлены 150 характерных для звезд типа В9 линий водорода, нейтрального гелия, однажды ионизованных металлов FeII, MgII, CrII, NiII, TiII, SiII, CaII.

В табл.2 приводятся длины волн наиболее интенсивных 50 линий, их отождествление, эквивалентные ширины W_{λ} и центральные остаточные интенсивности I_{λ}^0 .

Водород в спектре HD 187399 представлен двумя независимыми сериями линий, показывающих изменения интенсивности и структуры. Линии одной серии, возникающие в атмосфере главной звезды, показывают те же самые смещения, что и линии MgII, SiII, HeI и др. и отражают движение звезды по орбите; линии типа Р Лебеда другой серии имеют почти постоянные отрицательные смещения и возникают, по-видимому, в наружных поглощающих слоях оболочки всей системы. Компоненты поглощения водорода в звезде наблюдаются до H16–H17, в оболочке всей системы — до H21. Возникающая в оболочке эмиссия — переменной интенсивности и прослеживается до H11–H13. Эквивалентная ширина эмиссионного компонента в H_{β} меняется в пределах от 0.60 до 2.00Å.

На рис.1 представлен профиль H_{γ} для двух дат наблюдений: 30/31.7.82 (I) и 23/24.7.83 (II). Видно значительное изменение интенсивностей эмиссионного компонента и компонента поглощения. Для разделения линий серий необходима дисперсия, большая, чем 9Å/мм. Однако в фазах 0.3–0.6 (максимальных скоростей удаления звезды и скоростей, близких к нулю) линии водорода высоких серий разделяются более четко, чем мы и воспользовались при определении эквивалентных ширин водорода.

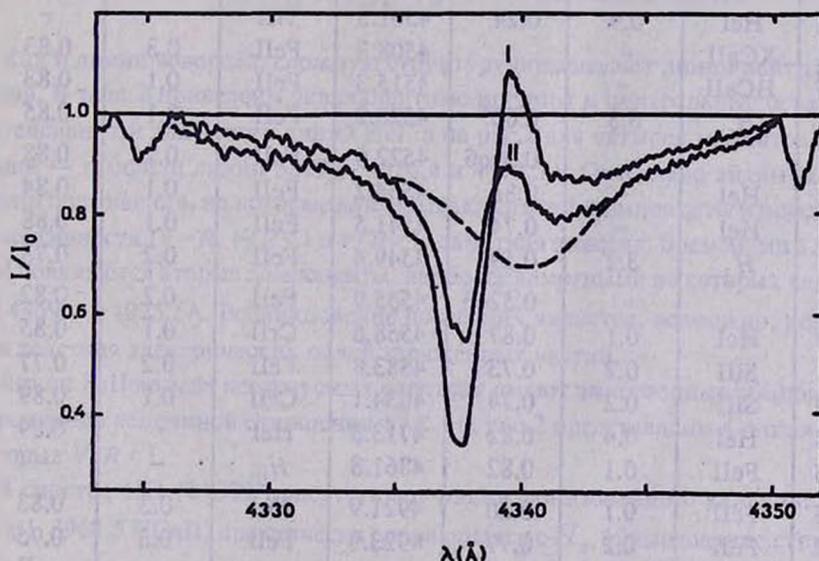


Рис.1. Профиль линии H_{γ} в спектре звезды HD 187399 для двух дат: 30/31.7.82 (I) и 23/24.7.83 (II). Пунктиром отмечен предполагаемый профиль обрабатывающего слоя главной звезды.

Таблица 2

ИЗМЕРЕННЫЕ В СПЕКТРЕ HD 187399 ДЛИНЫ ВОЛН,
 СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ ХИМИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ,
 ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ W_λ И ЦЕНТРАЛЬНЫЕ
 ОСТАТОЧНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ r_λ^o

Длина волны	Отожд.	W_λ	r_λ^o	Длина волны	Отожд.	W_λ	r_λ^o
3797.9	H_θ	2.9	0.41*	4303.2	FeII	0.1	0.85
			0.40об	4340.5	H_γ	3.0	0.70
				4351.5	FeII	0.1	0.81
3819.6	HeI	0.7	0.49*	4369.4	FeII	0.1	—
3835.4	H_η	3.2	0.49*	4385.4	FeII	0.2	0.84
			0.47об	4387.9	TiII	0.1	0.87
3853.7	SiII	0.2	0.82	4416.9	FeII	0.1	0.85
3856.0	SiII	0.3	0.69	4443.8	TiII	0.1	0.87
3862.6	SiII	0.3	0.72	4471.5	HeI	0.7	0.70
3889.0	H_ξ	2.7	0.53*	4481.3	MgII	0.5	0.58
			0.51об	4489.2	FeII	0.1	0.87
3926.5	HeI	0.9	0.24	4501.3	TiII	—	—
3933.7	KCaII	—	—	4508.3	FeII	0.3	0.83
3968.3	HCaII	—	—	4515.3	FeII	0.1	0.83
3970.1	H_ζ	3.3	0.60*	4520.2	FeII	0.1	0.85
			0.36об	4522.6	FeII	0.2	0.88
4009.2	HeI	—	0.85	4534.2	FeII	0.1	0.84
4026.2	HeI	—	0.74	4541.5	FeII	0.1	0.88
4101.7	H_δ	3.2	0.59*	4549.4	FeII	0.2	0.73
			0.52об	4555.9	FeII	0.2	0.82
4120.9	HeI	0.1	0.87	4558.6	CrII	0.1	0.85
4128.1	SiII	0.2	0.73	4583.8	FeII	0.2	0.77
4130.9	SiII	0.2	0.74	4634.1	CrII	0.1	0.89
4143.8	HeI	0.4	0.82	4713.3	HeI	—	0.89
4173.5	FeII	0.1	0.82	4861.3	H_β	—	—
4178.5	FeII	0.1	0.80	4921.9	HeI	0.3	0.83
4233.2	FeII	0.2	0.77	4923.9	FeII	0.3	0.75
4242.4	CrII	0.1	0.88				
4273.3	FeII	0.1	0.87				
4296.6	FeII	0.1	0.88				

В табл.2 приводятся эквивалентные ширины линий водорода главной звезды и центральные остаточные интенсивности звезды (*) и общей оболочки (об) в фазе максимальной скорости удаления звезды.

В работе определено электронное давление в атмосфере главной звезды и в общей оболочке.

Как известно, знание последней, перед переходом в непрерывный спектр, еще различимой, водородной линии (главное квантовое число последнего дискретного уровня) дает возможность получить среднее электронное давление в излучающих слоях.

Существует выведенная из лабораторных измерений Молером [9] зависимость:

$$\lg p_e = 1.19 + \lg T_e - 7.5 \lg n_m,$$

где p_e — электронное давление, T_e — эффективная температура по Койперу (в данном случае $\lg T_e = 4.09$ для звезд В8–В9), а n_m принимаем равным 16 для звезды и 21 для оболочки. Таким образом получаем:

$$p_e = 1.78 \cdot 10^{-4} \quad \text{атм. для звезды}$$

и

$$p_e = 2.35 \cdot 10^{-5} \quad \text{атм. для оболочки.}$$

Как и линии водорода, сложную структуру показывают линии нейтрального гелия. В табл.2 приведены эквивалентные ширины и центральные остаточные интенсивности для девяти линий HeI, а на рис.2 для четырех моментов наблюдений — профили линий 3819.6, 4026.4 и 4471.5А. Отчетливо видны широкие линии поглощения, на которые накладываются shell-компоненты и переменной интенсивности ($V=R$, $V/R < 1$ и $V/R > 1$) заметная эмиссия. Временами в линиях HeI появляются вторые компоненты, наиболее заметными из которых являются $\lambda \lambda$ 4469.9 и 4025.5А. Возникновение последних является, возможно, результатом действия электрических полей заряженных частиц.

Линии FeII во всех исследуемых спектрах имеют эмиссионные компоненты с переменной величиной отношения V/R . На рис.2 представлены 4 линии FeII, в которых $V/R < 1$.

В спектре HD 187399 присутствуют линии ионизованного кальция: 3933.7 KCaII, 3968.5 HCaII, практически сливающаяся с H_e . Исследование структуры KCaII показало, что линия состоит из четырех компонентов:

- 1) линии межзвездного кальция с $v_r = -3.5$ км/с,
- 2) линии, возникающей в атмосфере главной звезды: смещение этой линии в каждый момент наблюдения соответствует орбитальной скорости звезды,

3) линия, принадлежащей оболочке главной звезды, расширяющейся, как удалось установить ранее по спектру с дисперсией 4Å/мм [10], со скоростью 23км/с.

4) линия кальция оболочки или потока всей системы, со скоростью расширения 90–100км/с.

В некоторых фазах в линии К CaII присутствует эмиссия, в 6–8 раз превышающая шум непрерывного спектра.

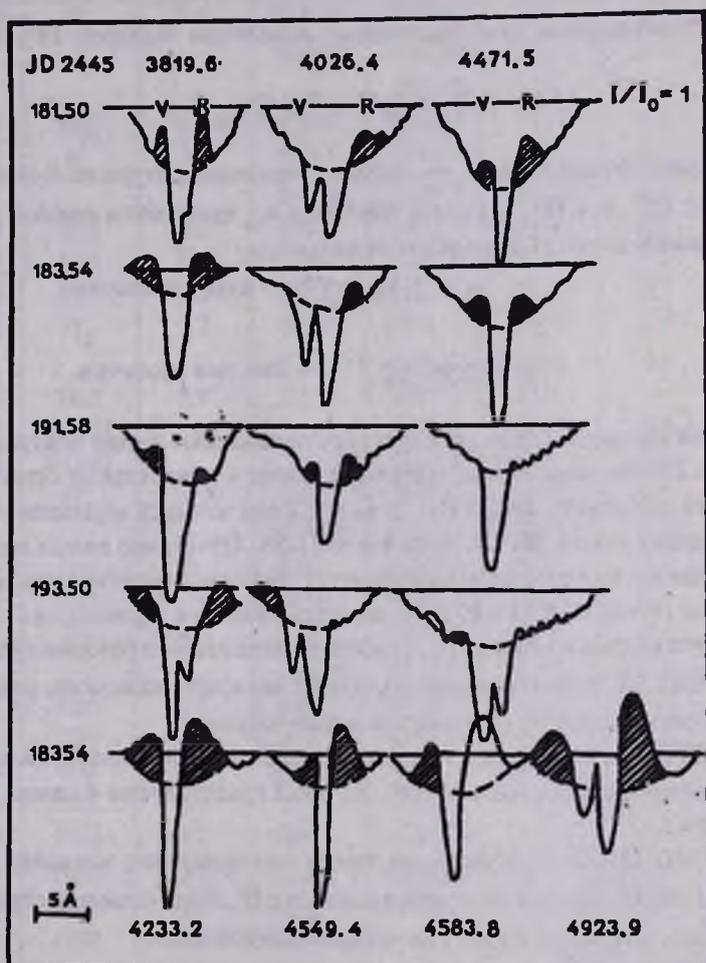


Рис. 2. Профили линий H&I и FeII звезды HD 187399. Пунктиром отмечены предполагаемые профили обратяющего слоя звезды, заштрихованы эмиссионные части линий.

3. *Лучевые скорости.* Для определения лучевых скоростей спектры HD 187399 измерялись на осциллоскопическом компараторе САО. В качестве спектра сравнения использовалась лампа, заполненная аргоном, ксеноном, неоном и снабженная железным катодом.

Были получены лучевые скорости для 150 линий. В табл.3 в соответствии с нумерацией табл.1, приведены редуцированные к центру Солнца лучевые скорости для HeI, SiII, MgII и межзвездной линии KCaII. Вероятная ошибка измерений заключалась в пределах 1.5–2км/с.

Таблица 3

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ, ИЗМЕРЕННЫЕ В СПЕКТРЕ HD 187399 ПО ЛИНИЯМ ВОДОРОДА ОБЩЕЙ ОБОЛОЧКИ СИСТЕМЫ И ЛИНИЯМ HeI, SiII, MgII, KCaII (МЕЖЗВЕЗДНАЯ)

№ п/п	H	HeI	SiII	MgII	KCaII
1	- 89	+ 16	+ 19	+ 14	-
2	- 110	- 2	- 3	- 4	-2.8
3	- 122	- 17	- 16	- 18	-4.7
4	- 113	-143	-140	-142	-6.1
5	- 109	-147	-150	-156	-5.0
6	- 100	-135	-142	-145	-4.0
7	- 107	-111	-103	-110	-6.8
8	- 76	- 30	- 22	- 17	0.0
9	- 88	+ 40	+ 41	+ 31	-7.6
10	- 82	+ 44	+ 50	+ 47	+4.5
11	- 107	-125	-117	-122	-6.7
12	- 103	-146	-145	-149	+0.7

На рис.3 приведены средние по трем линиям (HeI, SiII, MgII) лучевые скорости, обозначенные крестиками. Для сравнения приведена кривая лучевых скоростей, полученная Мерриллом [1]. Хорошее совпадение наших результатов свидетельствует в пользу предположения об отсутствии какой-либо значительной потери массы за прошедшие 35 лет, вследствие чего период, выведенный Мерриллом, сохраняется с достаточно большой точностью, почти не изменились и другие параметры орбиты главной звезды.

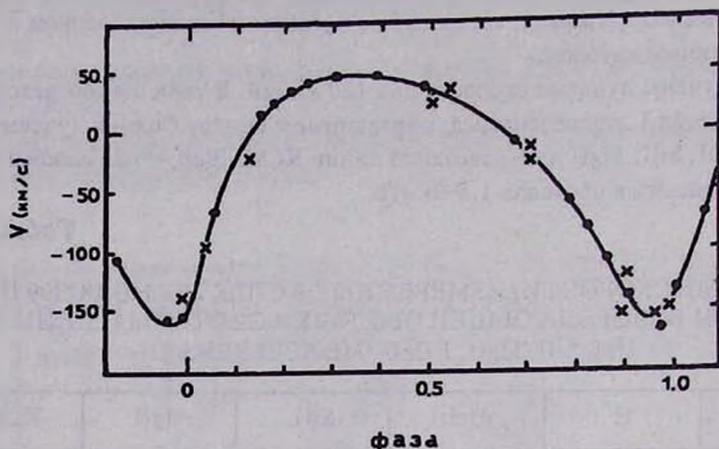


Рис.3. Кривая лучевых скоростей HD 187399: точки — данные Меррилла, крестики — настоящей работы.

4. *Обсуждение.* Тесная двойная HD 187399 внесена в каталог "Спектроскопические двойные и коллапсировавшие звезды" [6], содержащий более 60 звезд с большими функциями масс и невидимыми на спектрах более массивными звездами. Кроме того, эта двойная интересна сходством с системой β Лиры, состоящей, как известно, из двух массивных звезд, атмосферы которых перемешаны и газовый поток перетекает от одной звезды к другой.

Эмиссионные и абсорбционные компоненты водорода (профили типа Р Лебеда) возникают в общей оболочке (или потоке) HD 187399, расширяющейся, согласно данным настоящей работы, со скоростью 90 км/с. В этой же оболочке, по-видимому, а не в атмосфере главной звезды, возникает эмиссия в линии К CaII, так как, согласно [11], присутствие подобной эмиссии кальция в спектрах звезд более ранних, чем F0, невозможно.

Спектр главной звезды системы является типичным shell-спектром: на широкие неглубокие линии поглощения водорода, гелия, возникающие в быстровращающейся звезде (рис.1 и 2) накладываются более узкие эмиссионные линии кольца или оболочки, окружающей звезду, часть же оболочки между фотосферой и наблюдателем дает резкое обращение в центре. Скорость расширения этой оболочки равна 21 км/с [10]. Несомненно, что эмиссия присутствует и в линиях водорода главной звезды, по крайней мере в H_{α} и H_{β} , однако она теряется на фоне более сильной эмиссии общей оболочки.

Полученная в работе кривая лучевых скоростей для главной звезды полностью совпадает с кривой лучевых скоростей, полученной Мерриллом [1]. Следовательно, за прошедшие 35 лет в системе HD 187399 не произошло заметной потери массы, а имело место, по-видимому, перетекание материи от одного компонента к другому, т.е. именно то, что происходит в β Лире, у которой количество вещества, ежегодно теряющегося в расширяющемся кольце или спирали, чрезвычайно мало и процесс может продолжаться в течение сотен тысяч или миллионов лет, не уменьшая заметным образом массы компонентов.

Отсутствие спектра более массивной звезды системы трудно объяснить. Теоретически предполагается [6], что эволюция некоторых массивных звезд может заканчиваться гравитационным коллапсом, конечным продуктом которого могут быть нейтронные звезды или коллапсары. Однако, ввиду малых размеров таких объектов, они непосредственно никогда не наблюдались.

Зельдович и Гусейнов [7] предположили, что нейтронные звезды и коллапсары могут быть найдены среди невидимых массивных компонентов спектроскопических двойных, показывающих одиночные линии лишь одного компонента. Однако это предположение не подтверждается наблюдениями: ни одна из 60-ти таких изученных систем не совпадает с каким-либо источником рентгеновских лучей [6]. Таким образом, вопрос о природе второго компонента системы HD 187399 остается пока нерешенным.

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам САО В.Е.Панчуку и Е.Л.Ченцову за получение наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Национальной академии наук Республики Армения
Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук

PHYSICAL CONDITIONS IN COMPACT DOUBLE STAR HD 187399

N.L.IVANOVA, Z.V.SHKHAGOSHEVA

The results of the analysis of spectrograms of the compact double star HD 187399 are presented. The lines in spectra of the main star are measured and identified. Their equivalent widths and central residual intensities, the electron densities in the atmosphere of the main star and in the general envelope of the system are determined. The radial velocity curve of the main star is constructed and velocity of the expansion

of the general envelope of the system ($v_r = 90 \text{ km/s}$) is measured. The velocity of the interstellar calcium line (KCaII) is $v_r = -3.5 \text{ km/s}$.

The identity of our radial velocity curve with that of Merrill is established. Their comparison allows to make the following conclusion: in the last 35 years there were no substantial mass loss in the HD 187399 system and, perhaps, only the mass transfer from one component to the another was taking place. The obvious similarity with β Lyrae system is pointed out.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.W.Merrill, *Astrophys. J.* 110, 59, 1949.
2. P.Swings, O.Struve, *Astrophys. J.* 97, 194, 1943.
3. J.B.Hutchings, P.G.Laskarides, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 155, 357, 1972.
4. J.B.Hutchings, R.O.Redman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 163, 209, 1973.
5. Н.Л.Иванова, *Астрофизика*, 25, 33, 1986.
6. V.L.Trimble, K.S.Thorne, *Astrophys. J.* 156, 1013, 1969.
7. V.B.Zeldovich, O.H.Guseynov, *Astrophys. J.* 144, 840, 1965.
8. В.В.Соколов, Е.Л.Ченцов, *Астрофизические исследования* 18, 8, 1984.
9. F.L.Mohler, *Astrophys. J.* 90, 429, 1939.
10. Н.Л.Иванова, А.Н.Хотмянский, *Сообщ. Бюро экв. обс.* 50, 33, 1978.
11. J.L.Linsky, S.P.Worden, W.M.Robertson, R.M.Robertson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 41, 47, 1979.

УДК: 524. 45: 520. 84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ ИЗБЫТКОМ, В СПЕКТРАХ КОТОРЫХ НАБЛЮДАЮТСЯ ТОЛЬКО ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

М.А.КАЗАРЯН

Поступила 21 июня 1995
Принята к печати 20 июля 1995

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследования 13 галактик с УФ избытком, в спектрах которых наблюдаются только линии поглощения. Определены эквивалентные ширины и полуширины линий. Сделан вывод, что эти объекты по развитию находятся между галактиками с УФ избытком с эмиссионными линиями и нормальными галактиками.

1. *Введение.* В течение 7 лет (1978–1984) нами были получены и изучены спектры 112 галактик из списков "Новые галактики с УФ избытком" [1–5]. Анализ спектров этих галактик, приведенный в [6], показал, что около 81.2% из них являются эмиссионными объектами, в спектрах 11.6% галактик наблюдаются только линии поглощения, а в спектрах остальных галактик линии не наблюдаются.

Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому и морфологическому исследованию тех 13 галактик, в спектрах которых наблюдаются только линии поглощения.

2. *Наблюдательный материал.* Спектры этих галактик были получены на 6-м телескопе САО РАН в сочетании с разными светоприемными аппаратами.

В табл.1, где приведены применяемые приборы, они обозначены следующими буквами: "а", "б" и "в". Первая из них означает, что при получении спектров был использован спектрограф СП 160 в сочетании с ЭОП М9ЩВ, "б" — спектрограф

UAGS + многоканальный сканер и "в" — спектрограф UAGS + ЭОП УМК-91В.
Приведены также порядковые номера галактик, имеющиеся в списках [1-5].

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ
И ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИБОРЫ

№ галактики	Дата наблюдения	Светопринимающая аппаратура	Экспозиция (в мин.)	Спектральная область (в Å)	Количество спектров
19	29.10.81	б	10	5650-7100	2
31	18.07.78	ОМА	40	5500-7700	1
"-	26.03.80	а	15	3700-5100	1
"-	"-	"-	15	4700-6100	1
40	2.10.84	в	12	4470-7500	2
78	15.05.83	б	10	5650-7100	2
136	27.03.80	а	40	5750-7150	1
166	29.05.82	б	5	5650-7100	2
175	30.10.81	"-	10	"-	2
"-	"-	"-	10	4320-5750	2
215	31.11.81	"-	10	5650-7100	2
"-	"-	"-	10	4320-5750	2
"-	29.05.82	"-	5	3350-4780	2
245	30.10.81	"-	15	5650-7100	2
"-	1.07.84	в	20	3550-6400	2
300	28.05.83	б	7	5960-7430	2
"-	16.06.83	"-	5	4320-5750	2
"-	"-	"-	7	3350-4780	2
"-	28.05.82	"-	7	5960-7430	2
"-	29.06.84	в	15	3550-6400	1
"-	"-	"-	4.5	"-	1
330	3.08.83	б	11	5680-7130	2
"-	5.08.83	"-	11	"-	2
531	29.05.82	"-	10	"-	2
"-	"-	"-	8	4320-5750	2
578	6.08.83	"-	11	5680-7100	2
"-	3.10.84	в	8	3550-6400	1

При получении спектров ширины щелей спектрографов была примерно $1''$. Дисперсия спектрографов СП160 и UAGS была примерно 65А/мм и 100А/мм соответственно. При получении спектров "а" и "в" были использованы пленки Кодак 103а-0.

Для галактики №31 был использован также спектр длинноволновой области, полученный на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектрографом UAGS в сочетании с оптическим многоканальным анализатором (ОМА).

В табл.2 приведены данные об этих галактиках. Фотографические звездные величины, угловые размеры и спектрально-морфологические (СМ) характеристики были взяты из списков [1-5], кроме СМ характеристики и звездной величины галактики №300, о которой будем говорить ниже. В табл.2 приведены также красные смещения и абсолютные звездные величины. Эти величины, кроме галактик №31, 40 и 136, были взяты из работы [7], для галактики №31 — [8], №40 — [6], а для №136 эти данные приводятся впервые.

Таблица 2

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ

№ галактики	m_{pg}	Угловые размеры	СМ характеристики	z	M_{pg}
19	14. ^m 5	30 × 50	s2	0.0167	-19. ^m 6
31	13.8	40 × 60	s3	0.0052	-17.8
40	15.3	20 × 35	s3	0.0337	-20.3
78	14.5	28	s3	0.0168	-19.6
136	15.5	12 × 35	sd3	0.0244	-19.4
166	15.2	20 × 30	s1	0.0277	-20.0
175	15.5	20 × 30	s2	0.0387	-20.4
215	15.0	8	s2	0.0372	-20.9
245	16.2	8 × 10	s3	0.0310	-19.3
300	14.0	20 × 95	s1	0.0224	-20.8
330	16.5	13	s1	0.0200	-18.0
531	15.2	10	s1	0.0372	-20.7
578	15.0	10 × 36	sd2	0.0244	-19.9

3. *Морфологические особенности.* В работах [1–5] приведены морфологические описания изученных галактик. Из них №40, 78, 166, 175 и 330 имеют сферический вид, причем кроме галактики №40, остальные окружены гало. Галактики №31 и 136 — эллиптические, №19 и 300 — спиральные, №578 — линзообразная, а №215 и 531 — компактные объекты.

Морфологические особенности 4 галактик — №19, 40, 215 и 300 были изучены на прямых снимках, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории (масштаб снимков примерно 20'' на 1мм), а остальные 9 галактик — на картах Паломарского атласа, масштаб которых более трех раз меньше масштаба снимков 2.6-м телескопа. Поэтому на изображениях галактик, на картах Паломарского атласа, плохо выявляются их ядра и отдельные детали. Например, на снимках выше отмеченных 4 галактик, полученных на 2.6-м телескопе, хорошо выявляются ядра и детали, у галактик №19 и 40 наблюдаются яркие компактные ядра с угловыми диаметрами примерно 4'', а вокруг компактной галактики №215, с диаметром 8'', обнаружено слабое гало.

Галактика №300 на карте Паломарского атласа имеет вид иррегулярной галактики, а на UVV снимках, полученных на 2.6-м телескопе, она имеет спиральную структуру [9].

Из табл.2 видно, что на обзорных пластинках спектры изученных нами галактик имеют морфологические характеристики типов "s" и "sd". Эти типы по критериям, принятым в работе [1], означают, что их обзорные спектры узкие с резкими границами. В [3] было показано, что те области, которые дают спектры таких типов, имеют угловые размеры меньше 10''.

СМ характеристики этих галактик принадлежат их ядрам или центральным ярким областям. Галактики №19, 31 и 40 имеют яркие ядра, галактики №215, 245 и 531 являются компактными объектами имеющие диаметры не более 10''. У галактик №78, 136, 175, 330 и 578 такие ядра или яркие центральные области не превосходящие 10'', были бы выявлены, если бы для них получились прямые снимки на 2.6-м телескопе.

В центральной части галактики №300 наблюдается звездообразный яркий объект. Для выяснения принадлежности к галактике было получено много спектров, охватывающих область λ 7430–3550А. При их получении щель спектрографа имела различные направления. При получении семи из этих спектров щель спектрографа проходила через центральный яркий объект. В этих спектрах наблюдаются только линии поглощения.

Изучение этих линий показало, что линии бальмеровской серии H_α , H_β и H_γ не смещены, а каждая из линий поглощения H и K CaII и NaI λ 5893 наблюдается как в смещенном, так и в несмещенном положении. Причем их

смещенные компоненты более слабы. Следует допустить, что несмещенные линии принадлежат яркому объекту и показывают, что этот объект является звездой, которая проектируется на центральную часть галактики. Наоборот, смещенные линии принадлежат галактике. При получении одного из этих спектров галактики щель спектрографа проходила через центральную часть галактики так, что в щель не попадал вышестоящий объект. Но щель имела такое направление, что в нее попадал другой компактный объект, который находится от центра галактики на расстоянии $54''$ и связан с галактикой слабой полосой. Специально для этого объекта получены также два скана спектра. Изучение спектров этого объекта показывает, что в них наблюдаются линии H и K CaII, NaI λ 5893 и другие линии поглощения, которые имеют такое же красное смещение, что и галактика, т.е. этот объект действительно связан с галактикой и составляет с ней пару.

UBV фотометрическое исследование галактики №300, выполненное в [9], показало, что звезда, которая проектируется на центральную часть галактики, имеет цветовые особенности ядер галактик типа Сейферта. По всей вероятности она является двойной звездой, один из компонентов которой является звездой раннего спектрального класса, типа O или B, а другой — звездой позднего спектрального класса, типа F. По таким цветовым характеристикам и по внешнему виду она была очень похожа на ядро, поэтому в [3] она была принята в качестве ядра галактики. После выяснения природы этого объекта стало ясно, что необходимо заново определить те параметры галактики №300, которые были приведены в табл.2.

В работе [9] было показано, что центральная область галактики №300 с диаметром $9''$ имеет голубой цвет, ее $U-B = -0^m.46$, $B-V = +0^m.42$, а интегральная звездная величина в цвете $B = 13^m.96$. Последняя величина была округлена и приведена в табл.2. Исходя из углового диаметра и цветов центральной части галактики определилась также ее CM характеристика, которая оказалась S1. Она также приведена в табл.2.

4. *Эквивалентные ширины и полуширины линий.* В табл.3 приведены эквивалентные ширины и полуширины линий всех галактик. Из табл.1 видно, что для красной области, куда попадает самая распространенная линия H_α , получились спектры всех галактик. Причем для 10 галактик получилось по два спектра, для галактики №300 — 4 спектра, а для галактики №31 и 136 — по одному спектру. В эту область попадают также дублеты натрия NaI $\lambda\lambda$ 5896, 5890, которые в условиях наших наблюдений сливаются и всегда появляются в виде одной линии с эффективной длиной волны λ 5893. Эта линия наблюдается в поглощении в

спектрах всех галактик, кроме галактики №245, а линия H_α наблюдается в поглощении только у трех галактик №31, 175 и 330. Эти результаты фактически говорят о том, что все изученные галактики не являются эмиссионными объектами.

Значения эквивалентных ширин и полуширин линий, приведенные в табл.3, являются средними значениями, получившимися из двух или более наблюдений. Отклонения отдельных значений эквивалентных ширин и полуширин линий от их средних значений, приведенные в табл.3, не превосходят 10–15%. В табл.3 приведенные полуширины исправлены на инструментальные полуширины линий. Из табл.1 видно, что условия получения спектров изученных галактик разные, поэтому значения инструментальных полуширин линий также будут разными. Значения этих величин были определены в наших предыдущих работах [10, 11], которые использовались в этой работе.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ W_λ (А) И ПОЛУШИРИНЫ
FW NM (км/с) ЛИНИЙ

№ галактики	H_α		NaI λ 5893		H_β		G полоса		H CaII		K CaII	
	W_λ	FWNM	W_λ	FWNM	W_λ	FWNM	W_λ	FWNM	W_λ	FWNM	W_λ	FWNM
19			7.0	600								
31	2.6	200	7.8	400	1.1	300						
40			1.6	50					5.3	510	6.0	360
78			6.0	950								
136			4.2	150								
166			5.7	730								
175	7.2	250	7.7	500	3.0	500						
215			21.5	1050			6.4	750	13.4	850	13.4	850
245									6.6	160	7.4	160
300			5.0	640					2.2	160	2.8	160
330	3.1	300	2.6	330								
531			2.7	420	1.0	250						
578			5.2	350					8.5	510	10.0	510

5. *Обсуждение результатов.* Как было отмечено выше, СМ характеристики изученных галактик относятся к их ядрам или целым галактикам (№215 и 531), которые имеют маленькие размеры и компактны, они также обладают особенностями ядер. Из табл.2 видно, что ядра восьми галактик имеют сильный УФ

избыток (баллы 1 и 2), а ядра остальных — умеренные или слабые (балл 3). Факт, что в ядрах, имеющих сильный УФ избыток, наблюдаются только линии поглощения, на наш взгляд очень интересный и выходит за рамки стандартного мышления, предполагающего, что в спектрах подавляющего большинства таких галактик должны наблюдаться эмиссионные линии. Эти галактики составляют примерно 7% общего числа галактик с УФ избытком.

В работе [9] были выполнены UVV фотометрические исследования относительно пяти галактик с УФ избытком из наших списков. Цветовые особенности их ядер, кроме ядра галактики №31, соответствуют баллам УФ избытка, которые были приписаны им нами. В числе этих галактик были также №19 и 300.

Теперь остановимся на некоторых важных особенностях галактик №19 и 31. Ядро первой из этих галактик имеет сильный УФ избыток, $U-B = -0.^m31$, $B-V = +0.^m36$ и подтверждает балл его избыточного излучения, а ядро второй галактики имеет красный цвет. $U-B = +1.^m09$, $B-V = 1.^m28$, что указывает на то, что ядро галактики №31 не обладает УФ избытком. Как цветовые, так и спектральные особенности галактики №31 показывают, что она является нормальной галактикой эллиптического типа. Поэтому целесообразно сравнить данные изученных галактик как с данными этой галактики, так и между собой.

Ядро галактики №19 является голубым объектом и в его звездном составе относительно количество звезд типов O и B такое, что основная часть излучения ядра в УФ области спектра обусловлена ими. Обычно при таком звездном составе, если бы в ядре или галактике имелось бы достаточное количество газовой составляющей, то в их спектрах наблюдались бы эмиссионные линии. Однако, как было отмечено выше, в спектре ядра галактики №19, охватывающем красную область, наблюдается только линия поглощения $\text{NaI } \lambda 5893$. В эту область попадает также линия H_{α} , которая даже при очень низковоозбужденной газовой составляющей появилась бы в эмиссии.

Исходя из этого соображения приходится допустить, что в ядре галактики №19 практически отсутствует газовая составляющая.

Таковыми же особенностями обладают ядра тех галактик, которые имеют сходные цветовые и спектральные признаки, например ядро галактики №300, а также другие объекты, изученные в настоящей работе.

Обычно при возникновении звезд в ядрах или какой-нибудь части галактик образуется и газовая составляющая, об этом свидетельствует большинство галактик с УФ избытком. В них идут бурные процессы возникновения звезд, а также параллельно им образуется и газовая составляющая, в которой возникают эмиссионные линии. В случае галактик, рассмотренных в этой работе, тоже

наблюдается достаточное количество молодых звезд, но в них не наблюдается газовая составляющая.

Возникает очень интересный вопрос о том, что если при возникновении звезд образовалась газовая составляющая в ядрах этих галактик, то каким образом она их покидала. Такой вопрос был рассмотрен в работе [12], где показано, что под действием давления излучения активного ядра газ может его покидать. Не исключается возможность того, что при возникновении звезд в ядрах этих галактик не образовалась газовая составляющая или ее относительное количество было так мало, что не выявляется наблюдениями.

По нашему мнению более подробное рассмотрение этих вопросов заслуживает серьезного внимания.

Из табл.3 видно, что эквивалентные ширины и полуширины линий меняются в довольно широком интервале. Обе величины самые большие у галактики №215, полуширина линии $\text{NaI } \lambda 5893$ равна 1050км/с, а полуширины линий H и K CaII — 850км/с. Линия $\text{NaI } \lambda 5893$ в спектре ядра галактики №78 также широкая, ее полуширина равна 950км/с.

На рис.1 приведены профили линий $\text{NaI } \lambda 5893$, H и K CaII для галактик №215 и 40. Из этого рисунка видно, что линии в спектре №215 намного шире, чем в спектре галактики №40.

Такими широкими линиями, какие наблюдаются у галактики №215 и 78, обладают сейфертовские галактики второго типа, только они у них эмиссионные и принадлежат водороду и другим ионам. Линии галактики №31, которая является нормальной эллиптической галактикой, также очень узкие по сравнению с линией галактики №215.

Как можно понимать появление широких линий поглощения в спектрах ядер галактик. В случае галактик типа Сейферта, широкие эмиссионные линии водорода и других ионов, наблюдавшиеся в их спектрах, по всей вероятности, можно объяснить излучением быстро движущихся газовых облаков в разные стороны. В каждом из этих облаков, кроме газа, по-видимому, имеется также звездное население, состоящее из звезд ранних спектральных классов, скажем O и B , так и из звезд поздних типов — F и G . Первая группа звезд обеспечивает свечение газовой составляющей облаков и его УФ избыток, а вторая — свечение его красной области спектра и образование линии поглощения $\text{NaI } \lambda 5893$, полосы G , H и K CaII и др. Целиком эти области дают спектр ядра галактики. После того как газ покинет ядро галактики, каким-нибудь образом или по механизму, приведенному в [12], в его спектре наблюдаются только линии поглощения, как у галактик №215 и 78.

Таким образом можно объяснить образования линии поглощения, наблюдавшихся в ядрах других галактик, изученные в настоящей работе, только скорости

движения облаков будут меньшими, такими, какие наблюдаются у этих объектов.

Дальнейшая эволюция этих объектов приближает их к нормальным галактикам, так как в них звезды ранних типов О и В сравнительно короткого промежутка времени, превратятся в звезды более поздних классов и их звездный состав становится таким, который будет обладать цветовыми особенностями нормальных галактик, т.е. они больше не будут иметь УФ избыток, как например у галактики №31.

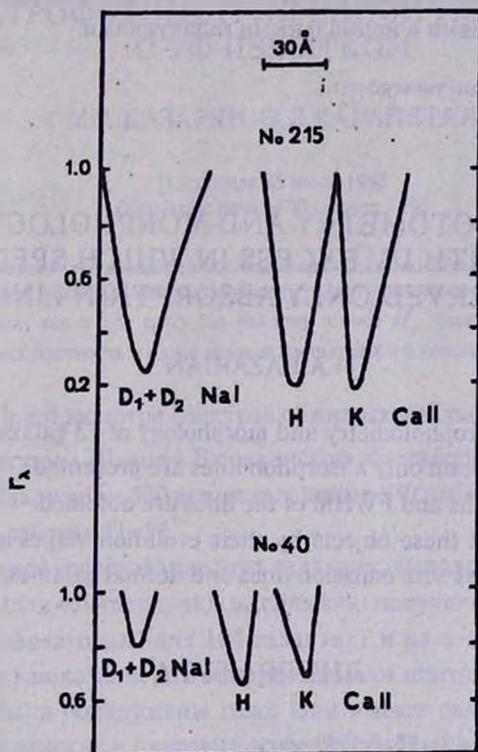


Рис.1. Контуры линий

С другой стороны линии поглощения NaI λ 5893, полоса G, H и K CaII в среднем будут сохранять свои структуры, поскольку в ядрах они образуются благодаря суммарным действиям звезд поздних типов, которые имеют долгую жизнь по сравнению с жизнью звезд типов О и В. Иначе говоря, линии поглоще-

ния, наблюдавшиеся в ядрах галактик, изученные в настоящей работе, приблизительно будут сохранять свои профили, узкие в основном останутся узкими, широкие — широкими.

В [13], где приводятся эквивалентные ширины линии поглощения, в том числе и выше отмеченные линии, наблюдавшиеся в спектрах многих нормальных галактик, встречаются такие галактики, у которых эквивалентные ширины большие (как у №215), и такие галактики, у которых эти величины маленькие (как у №40).

Вышеприведенные суждения позволяют сделать заключение, что изученные галактики находятся в эволюционной стадии между галактиками с УФ избытком с эмиссионными линиями и нормальными галактиками.

Ереванский государственный университет,
Армения

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS IN WHICH SPECTRA ARE OBSERVED ONLY ABSORPTION LINES

M.A.KAZARIAN

The results of spectrophotometry and morphology of 13 galaxies with UV excess in spectra of which contain only absorption lines are presented.

The equivalent widths and FWHM of the lines are obtained.

It is concluded that these objects by their evolution stages are found between galaxies with UV excess with emission lines and normal galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
6. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
7. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 26, 5, 1987.
8. М.А.Казарян, В.С.Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 454, 1982.
9. В.С.Тамазян, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 44, 80, 1983.
10. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 33, 169, 1990.
11. М.А.Казарян, В.С.Тамазян, *Астрофизика*, 36, 363, 1993.
12. В.Г.Горбачкий, *Астрофизика*, 18, 234, 1982.
13. E.Blca, D.Alloin, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 70, 281, 1987.

УДК: 524. 45: 520. 84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ С УФ ИЗБЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 25 июля 1995

Принята к печати 20 августа 1995

Приводятся результаты спектрального исследования галактики №47 из списка [1]. Определены эквивалентные ширины линий для компактной части галактики и относительные интенсивности как для компактной части, так и для гало. По наклону линии H_{α} была оценена масса галактики. Получены электронная плотность и масса газовой составляющей компактной части галактики.

1. *Введение.* При просмотре спектров обзорных наблюдений, проводимых на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой были обнаружены 580 новых галактик с УФ избытком, данные которых опубликованы в работах [1-5].

Морфологическое исследование этих галактик, выполненное на картах Паломарского атласа (для 459 галактик), на снимках, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории (для 104 галактик) и на 6-м телескопе САО РАН (для 17 галактик) показали, что вокруг ядер или центральных областей 82 из этих галактик были обнаружены гало. Они имеют разные яркости, а также разные морфологические и цветовые особенности [1-5].

Представляет интерес также изучение спектральных особенностей этих объектов. Из вышеотмеченных 82 галактик спектры были получены всего для 9 галактик: №3, 47, 78, 139, 166, 175, 199, 215 и 330 [1-3]. Кроме галактики №47, данные подробного спектрофотометрического исследования остальных галактик опубликованы в [6-8]. Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию галактики №47.

2. *Морфология и спектр.* Прямой снимок галактики №47 был получен 11 июня 1978г. в первичном фокусе 6-м телескопа САО РАН (масштаб снимка 1мм = 8".6), на пластинке Кодак 103а-О, с экспозицией 15мин. На снимке

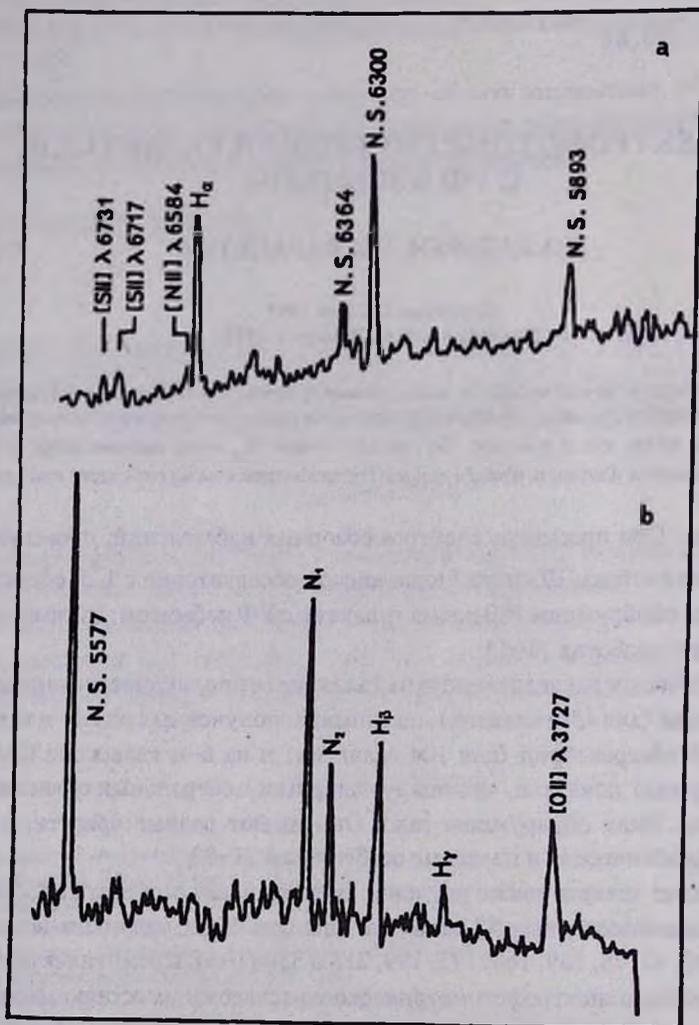


Рис.1. Записи спектров компактной части галактики №47, а) красная область, б) голубая область (после линии H_{β} в сторону H_{γ} и [OII] λ 3727 прервалась сплошная запись, записывались только области вокруг этих линий).

галактика имеет компактную форму, с диаметром $5''$, вокруг которой наблюдается неоднородное протяженное гало.

Для галактики №47 позже 26 июня 1984г. на 6-м телескопе САО РАН, и на пленках Кодак 103а-О, были получены два спектра с экспозициями 15 и 25 мин. Эти спектры охватывают $\lambda\lambda$ 4470–7500 и $\lambda\lambda$ 3550–6400 области, соответственно. При получении спектров был использован спектрограф UAGS в сочетании с ЭОП УМК-91В. Дисперсия спектрографа примерно 100А/мм. Ширина щели спектрографа была примерно $1''$. При получении спектров щель спектрографа проходила через компактную часть галактики и охватила также гало. Каждый из спектров состоит из двух частей, из спектра компактной части галактики и из спектра гало.

В спектрах компактной части галактики наблюдаются сильные эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β , H_γ и [OII] λ 3727. Кроме них в спектре этой части галактики наблюдаются также линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717 с умеренными яркостями. В спектрах гало наблюдаются выше перечисленные эмиссионные линии, кроме линий [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, без непрерывного спектра. Интенсивность каждой эмиссионной линии гало по сравнению с интенсивностью соответствующей линии компактной части галактики более слабая.

На рис. 1 приведены записи спектров компактной части галактики. Предварительные данные о галактике №47 приведены в работе [9]. В частности ее красное смещение $z = 0.0160$.

3. *Эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий.* В табл. 1 приведены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий, наблюдавшихся в спектрах компактной части галактики №47, а также относительные интенсивности эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектрах гало. Как было отмечено выше спектр гало состоит только из эмиссионных линий, без непрерывного спектра, поэтому невозможно было определить эквивалентные ширины линий. Во время наблюдений спектральные области были выбраны так, что линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_β присутствовали на обоих спектрах.

Данные, приведенные в табл. 1 для этих линий являются их средними значениями. Отклонение каждой из этих величин от их среднего значения для компактной части галактики не превосходит 20%, а для гало — 30%. В спектре гало линии [NII] λ 6584, H_γ и [OII] λ 3727 были очень слабыми, поэтому их невозможно было измерить.

Средняя полуширина линий неба, определенная по линиям $NS\lambda\lambda$ 6364, 6300 и 5577 приблизительно равна $\overline{FWHM} = 180 \text{ км/с}$. Эту величину можно принять в качестве инструментального профиля линий. Данные, приведенные в табл. 1, не исправлены за инструментальный профиль.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ, ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ

Ион	λ_o	Компактная часть			Гало
		$W_\lambda(\text{Å})$	$I_\lambda/I_{H\beta}$	FWHM (км/с)	$I_\lambda/I_{H\beta}$
[SII]	6731	3.8	1.75		
[SII]	6717	3.8	1.75		
[NII]	6584	3.2	0.94	180	
H_α	6563	10.8	6.62	150	2.8
[NII]	6548				
[OIII]	5007	12.3	2.6	290	2.36
[OIII]	4959	4.2	0.94	280	0.74
H_β	4861	5.4	1.00	220	1.0
H_γ	4340	3.7	0.47		
[OII]	3727	11.3	1.86		

4. *Электронная плотность и масса газовой составляющей галактики №47, а также ее масса.* Электронная плотность и масса газовой составляющей компактной части галактики №47 определялись обычными методами, применяемыми нами в предыдущих работах. Электронная плотность определяется с помощью отношения интенсивностей линий [SII] $\lambda\lambda$ 6717 и 6731, $R = I_{6717}/I_{6731}$. Используя графическое отношение между R и $\lg n_e$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$, построенное при помощи табличных значений [10], определялась электронная плотность: $n_e = 720 \text{ см}^{-3}$. Масса газовой составляющей при этой электронной плотности равна $M = 1.1 \times 10^4 M_\odot$ [11]. Эффективный радиус, r_{eff} объема содержащий газовую составляющую галактики №47 с выше отмеченной плотностью, примерно равен 5.3 пс.

Эмиссионные линии в спектре галактики наклонены вследствие ее вращения. По наклону линии H_α вычислена линейная скорость вращения галактики, равная 165 км/с (на угловом расстоянии 4.7'' или на линейном расстоянии 1050 пс

от центра ее компактной части). Так как это расстояние почти в два раза больше радиуса компактной части галактики, то вращение охватывает и гало. По формуле $M = rv^2/G$ оценена масса этой части галактики, где M — масса галактики, r — линейный радиус, на расстоянии которого определена скорость вращения V , а G — гравитационная постоянная. С учетом этих данных получается $M = 6.8 \times 10^9 M_{\odot}$.

5. *Обсуждение результатов.* В работе [1] для галактики №47 приведена спектрально-морфологическая характеристика "d2", означающая, что она обладает сильным УФ избытком, причем края спектра, полученные на 1-м телескопе системы Шмидта с 1.5 объективной призмой, диффузные. Этот спектр кроме компактной части охватывает и гало, которое простирается более $10''$. Гало также имеет УФ избыток, его газовая составляющая высоковозбужденная, так как в ее спектре присутствуют линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959.

Анализ спектров вышеприведенных 9 галактик, вокруг которых были обнаружены гало и для которых получены спектры на 6-м телескопе, приводит к следующему. В спектрах галактик №3, 47, 139 и 199 наблюдаются эмиссионные линии. В спектрах галактик №47 и 199 эмиссионные линии по высоте разделяются на две части, от центральной яркой компактной области и от гало, причем диаметры гало у обеих галактик примерно в 2.5 раза больше диаметров центральных ярких областей. Результаты исследования спектров галактик №3 и №199 приведены в работах [6,7], соответственно, однако в [6] нет сведений о гало галактики №3. Спектры галактики №139 получены со сканером, так что невозможно непосредственно говорить о спектрах гало. Судя по полученным спектрам галактик №47 и 199 можно предположить, что гало как этих галактик, так и галактики №3 имеют эмиссионную природу, т.е. в спектрах их гало должны наблюдаться эмиссионные линии.

Спектры остальных галактик, №78, 166, 175, 215 и 330 опять-таки были получены со сканером и они также не могут дать непосредственную информацию о характере спектров их гало. В спектрах этих галактик наблюдаются только линии поглощения. Само собой разумеется, что они в первую очередь принадлежат их ядрам или центральным ярким частям. Результаты исследования этих спектров опубликованы в работе [8]. Судя по этим результатам можно легко убедиться, что в спектрах гало этих галактик также должны наблюдаться только линии поглощения.

Таким образом, гало, наблюдавшееся вокруг каждой галактики с УФ избытком может иметь сходную физическую природу с ядром или центральной яркой областью. Если ядро или центральная область галактики имеет эмиссионную

природу, то ее гало также может обладать такой особенностью. Именно такой особенностью обладает гало галактики №47.

Из табл.1 видно, что отношение интенсивностей линий H_α и H_β , I_{H_α}/I_{H_β} для компактной части галактики более, чем два раза превосходит теоретическое отношение этих линий, вычисленное для газовых туманностей по модели "В". Одной из причин этого является наличие пыли, поглощение со стороны которой, по всей вероятности, имеет место в компактной части галактики №47. Значение I_{H_α}/I_{H_β} , полученное для гало, очень близко к вышеотмеченному теоретическому отношению (2.71). Этот результат означает, что в газовой составляющей гало галактики №47 практически отсутствует поглощающая материя.

В спектрах как компактной части галактики, так и гало, линии узкие. Из табл.1, где приведены полуширины линий компактной части галактики №47, видно, что они для линий $[NII] \lambda 6584$, H_α и H_β примерно такого же порядка, что и средняя полуширина линий неба — 180км/с, а полуширины линий $[OIII] \lambda \lambda 5007$ и 4959 чуть шире. Последний результат означает, что в области компактной части галактики, где образуются линии $[OIII] \lambda \lambda 5007$ и 4959, имеется движение газового вещества в различных направлениях (скорость 100км/с).

Галактика №47 имеет светимость карликовых галактик, $M_{pg} = -16^m.8$. Точно такую же светимость, $M_{pg} = -16^m.8$, имеет галактика №138 [12], которая по своим физическим особенностям также близка к галактике №47. В ее спектре наблюдаются узкие эмиссионные линии, а возбужденность газовой составляющей высока, как и у галактики №47. Примерно такой же особенностью обладает галактика №211 [13]. Для галактики №211 нами было определено также отношение массы к светимости $M/L = 5.5$, которое несколько ниже, чем у галактики №47, $M/L = 8.0$.

Ереванский государственный университет, Армения

SPECTROPHOTOMETRY OF ONE GALAXY WITH UV EXCESS

M.A.KAZARIAN, E.L.KARAPETIAN

The results of spectral study of galaxy №47 with UV excess from list [1] are presented.

The equivalent widths of the lines for the compact part and relative intensities both for the compact part and halo of galaxy are determined. Using the inclination of the

line H_{α} the mass of galaxy was estimated. The electron density and mass of the gaseous component for the compact part of galaxy is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
6. М. А. Kazarian, E. Ye. Khachikyan and A. A. Yeghazarian, *Astroph. and Space Sci.*, 82, 105, 1982.
7. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.
8. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 38, 227, 1995.
9. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
10. И. В. Носов, *Астрон. циркуляр.*, №1050, 1979.
11. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Астрофизика*, 36, 365, 1993.
12. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письмо в Астрон. ж.*, 7, 276, 1981.
13. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 33, 169, 1990.

УДК: 524. 35: 524. 822

ЗАВИСИМОСТЬ ЦВЕТОВ $U-B$, $B-V$ ОТ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ И СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 10 июля 1995

Принята к печати 10 августа 1995

Показано, что сильные эмиссионные линии ($MgII$, $CIII$, CIV , $Ly\alpha$) и линия поглощения OVI (1035A) квазаров, проходя через максимум пропускания светофильтров U , B , V и R , приводят к непрерывному, иногда циклическому изменению в зависимости $U-B$ от $B-V$. Корреляция между цветами ($U-B$) и ($B-V$) у квазаров с $z < 1.5$ выражается соотношением $(U-B) = -0.92 + 1.15(B-V)$. Также приводится зависимость $U-B$ от $B-V$ для сейфертовских галактик типа S1. Определено среднее значение изменения цвета ($U-B$), ($B-V$), обусловленное самыми сильными эмиссионными линиями ($MgII$, CIV , $Ly\alpha$). Оно составляет 0.15 .

1. *Введение.* Исследование квазаров и сейфертовских галактик находится в центре внимания многих исследователей. В них особое внимание уделяется изучению зависимости цветов ($U-B$, $B-V$) этих объектов от их красного смещения, а также роли наблюдательной селекции на эти зависимости (см. например [1-3]).

Кроме красного смещения на цвета $U-B$ и $B-V$ сейфертовских галактик влияют и другие факторы (наклон по отношению к наблюдателю, межзвездное и межгалактическое поглощение).

Например, в работах [4,5] было показано, что в случае активных спиральных галактик с UV -избытком цветовые изменения зависят от наклонности плоскостей этих галактик по отношению к лучу зрения, с увеличением наклона галактики, уменьшается ее UV -избыток.

В настоящей работе рассмотрен вопрос о влиянии красного смещения квазаров и сейфертовских галактик на их цвета $U-B$, $B-V$ и двухцветную диаграмму ($U-B$, $B-V$).

В работе применяется медианный метод и метод пар [6,7].

2. *Зависимость медиан цветов $U - B$, $B - V$ от красных смещений квазаров и сейфертовских галактик.* В 1991 использованием метода пар [6], нами были вычислены три параметра $P(U)$, $P(B)$, $P(Q)$ и построены их зависимости от красного смещения (z). В упомянутой работе были определены точки максимумов и минимумов параметров $P(U)$, $P(B)$, $P(Q)$ в зависимости от красного смещения (z), которые дали возможность выявить влияние сильных эмиссионных линий и линий поглощения на эффект дискретизации красных смещений квазаров. Однако, указанные параметры не дают возможность построить двухцветную диаграмму ($U - B$, $B - V$), чтобы составить ясное представление о влиянии красных смещений на эту диаграмму.

Используя наблюдательные данные, приведенные в каталоге Верон-Сити и Верона [8,9], рассмотрим зависимости медианных значений цветов $(U - B)_{med}$, $(B - V)_{med}$ квазаров и сейфертовских галактик от красного смещения, а также зависимость между $(U - B)_{med}$ и $(B - V)_{med}$.

Поскольку работа выполнена с помощью применения медианной фильтрации, то в дальнейшем индексы "med" при цветах опущены.

Для этой цели красные смещения сейфертовских галактик были разбиты на интервалы:

$$z = 0.00 - 0.01; 0.01 - 0.02; \dots 0.09 - 0.10; 0.10 - 0.11,$$

а для квазаров на интервалы:

$$z = 0.1 - 0.2; 0.2 - 0.3; \dots 3.1 - 3.2 \text{ и } 3.2 + 3.5.$$

Далее для сейфертовских галактик и для квазаров были определены медианные цвета $(U - B)$ и $(B - V)$ для каждого интервала z , а также соответствующие им абсолютные звездные величины (M_{med}).

В табл.1 и табл.2 приводятся медианы этих величин, а в последних столбцах — количество объектов, попавших в каждый интервал красных смещений, соответственно, для сейфертовских галактик типов S1, S2 (табл.1) и квазаров (табл.2).

По этим данным были построены зависимости цветов $(U - B)$ и $(B - V)$, от красных смещений — $\lg(1 + z)$.

Оказалось, что для сейфертовских галактик типа S1 наблюдается рост цвета $(U - B)$ с ростом красного смещения.

Приведенная зависимость по своей форме почти не отличается от полученной ранее нами зависимости между параметрами $P(U)$ и z .

Однако эта зависимость для сейфертовских галактик типа S1 в отличие от подобной зависимости, полученной Басу [2], не имеет линейный характер. В обеих зависимостях, полученных нами, наблюдается некоторый максимум параметра $P(U)$ [6] и цвета $(U - B)$ в интервале красного смещения $z = 0.04 - 0.07$.

Таблица 1

МЕДИАННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ $(U - B)_{med}$, $(B - V)_{med}$, M_{med}
ДЛЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ТИПА S1, S2

N	z	$\lg(1+z)$	$U - B$	$B - V$	M	n
Тип S1						
1	0.00-0.01	0.002	+0.37	+0.93	-19.90	25
2	0.01-0.02	0.006	+0.09	+0.84	-20.6	37
3	0.02-0.03	0.011	-0.29	+0.76	-21.3	35
4	0.03-0.04	0.015	-0.36	+0.71	-21.6	41
5	0.04-0.05	0.019	-0.39	+0.72	-22.39	29
6	0.05-0.06	0.023	-0.47	+0.66	-22.40	21
7	0.06-0.07	0.027	-0.50	+0.49	-22.50	19
8	0.07-0.08	0.031	-0.52	+0.52	-23.00	9
9	0.08-0.09	0.035	-0.69	+0.52	-22.70	6
10	0.09-0.10	0.039	-0.56	+0.58	-23.30	3
11	0.10-0.11	0.043	-0.70	+0.66	-22.00	4
Тип S2						
1	0.00-0.01	0.002	+0.36	+0.95	-19.90	25
2	0.01-0.02	0.006	+0.27	+0.89	-20.80	25
3	0.02-0.03	0.011	+0.21	+0.90	-21.40	21
4	0.03-0.04	0.015	+0.16	+0.93	-22.00	13
5	0.04-0.05	0.019	+0.28	+0.90	-22.30	3
6	0.05-0.06	0.023	+0.06	+0.88	-21.65	3

Что касается зависимостей цветов $(U - B)$ и $(B - V)$ от $\lg(1+z)$ для квазаров (см. рис. 1, 2), то они фактически являются продолжениями аналогичной зависимости, полученной для сейфертовских галактик типа S1. Этот вывод, сделанный ранее Басу [2] и подтвержденный нами [6], показывает, что квазары и сейфертовские галактики типа S1 по физической природе одни и те же объекты. Притом, разницу абсолютных звездных величин этих объектов можно объяснить

тем, что сейфертовские галактики типа *S1* имеют периферийные образования (спирали), которые содержат поглощающую материю, а квазары или не имеют этого, или, если имеют, то их, в основном, наблюдаем в состоянии анфас.

Таблица 2

МЕДИАННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ $(U-B)_{med}$, $(B-V)_{med}$, M_{med}
ДЛЯ КВАЗАРОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

N	z	lg (1+z)	U-B	B-V	M	n
1	0.1-0.2	0.07	-0.85	+0.36	-23.9	28
2	0.2-0.3	0.10	-0.83	+0.11	-24.1	32
3	0.3-0.4	0.13	-0.75	+0.13	-24.8	43
4	0.4-0.5	0.16	-0.70	+0.11	-24.6	28
5	0.5-0.6	0.19	-0.56	+0.18	-25.9	32
6	0.6-0.7	0.22	-0.55	+0.24	-25.5	32
7	0.7-0.8	0.24	-0.52	+0.30	-25.7	27
8	0.8-0.9	0.27	-0.67	+0.42	-26.2	29
9	0.9-1.0	0.29	-0.71	+0.46	-26.1	29
10	1.0-1.1	0.31	-0.71	+0.36	-27.1	27
11	1.1-1.2	0.33	-0.69	+0.34	-27.1	19
12	1.2-1.3	0.35	-0.80	+0.31	-26.8	22
13	1.3-1.4	0.37	-0.80	+0.20	-27.2	31
14	1.4-1.5	0.39	-0.90	+0.22	-27.7	24
15	1.5-1.6	0.41	-0.45	+0.23	-27.0	19
16	1.6-1.7	0.42	-0.51	+0.13	-26.4	16
17	1.7-1.8	0.44	-0.75	+0.13	-27.6	22
18	1.8-1.9	0.45	-0.84	+0.19	-27.6	21
19	1.9-2.0	0.47	-0.87	+0.27	-28.8	32
20	2.0-2.1	0.48	-0.82	+0.23	-28.1	21
21	2.1-2.2	0.50	-0.49	+0.15	-26.2	13
22	2.2-2.3	0.51	-0.25	+0.11	-27.8	22
23	2.3-2.4	0.52	-0.19	+0.06	-27.6	16
24	2.4-2.5	0.54	-0.25	+0.05	-27.6	15
25	2.5-2.6	0.55	-0.22	+0.15	-28.0	7
26	2.6-2.7	0.56	-0.15	+0.17	-28.1	14
27	2.7-2.8	0.57	-0.12	+0.16	-29.6	10
28	2.8-2.9	0.59	+0.30	+0.18	-28.0	13
29	2.9-3.0	0.60	+0.70	+0.38	-28.8	7
30	3.0-3.1	0.61	+0.78	+0.41	-28.4	13
31	3.1-3.2	0.62	+0.95	+0.39	-28.4	8
32	3.2-3.5	0.63	+1.43	+0.64	-28.4	9

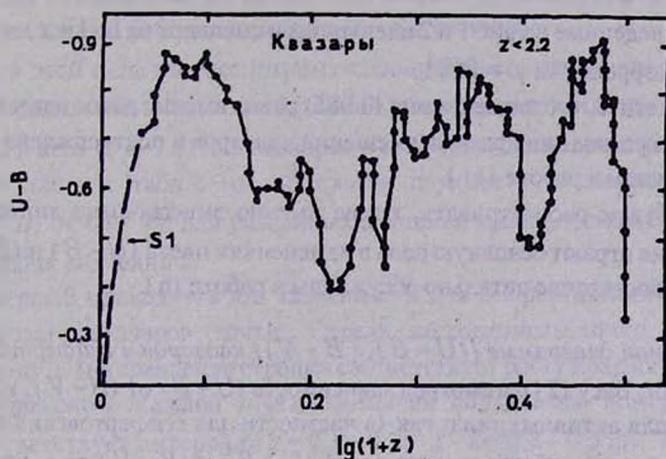


Рис.1. Зависимость цвета ($U - B$) от $\lg(1+z)$ квазаров (сплошная линия) и сейфертовских галактик типа S1 (пунктирная линия).

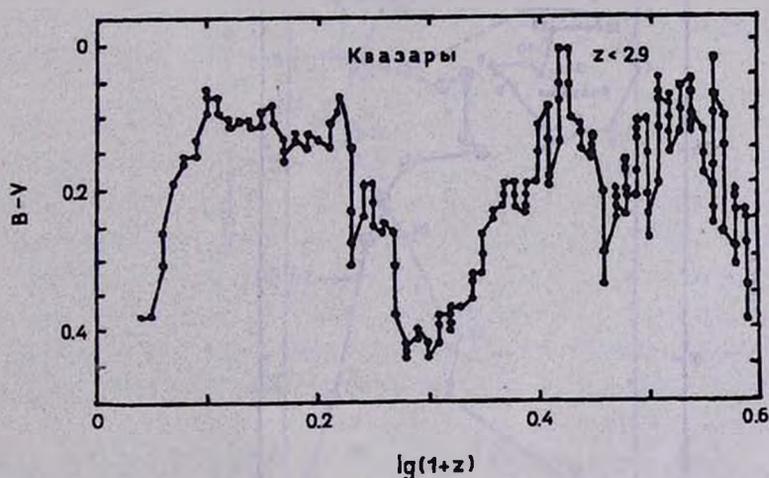


Рис.2. Зависимость ($B - V$) от $\lg(1+z)$ для квазаров.

Сравнивая зависимости ($U - B$) и ($B - V$) от $\lg(1+z)$, можно заметить, что они почти идентичны. Притом, мы замечаем также, что в зависимости изменения цвета ($U - B$) от красного смещения более глубокие и смещены в сторону меньших z относительно зависимости ($B - V$) от z . Нам кажется, что причина последнего заключена в том, что та же самая спектральная область или линии

квazarов из-за увеличения красных смещений проходит сначала через U свето-
фильтр, а потом — B .

Функции, приведенные на рис. 1 и 2 идентичны и смещены на $\lg(1+z) = 0.085$
и коэффициент корреляции $\rho = 0.81$.

Интересно отметить, что эта величина (0.085) равна именно ранее известному
[10] периоду дискретизации красных смещений квазаров и подтверждена Мир-
зояном и Варданяном в работе [11].

Здесь мы не будем рассматривать, какие именно эмиссионные линии или
линии поглощения играют основную роль в изменениях цвета ($U-B$) и ($B-V$),
т.к. эти вопросы достаточно детально обсуждены в работе [6].

3. О двухцветной диаграмме [$(U-B)$, $(B-V)$] квазаров и сейфертовских
галактик. В 1986г. Басу [2] рассмотрел зависимость ($U-B$) от ($B-V$), как для
квазаров, так и для активных галактик (в частности для сейфертовских галак-
тик). Для получения линейных зависимостей ($U-B$) и ($B-V$) от z , Басу [2]

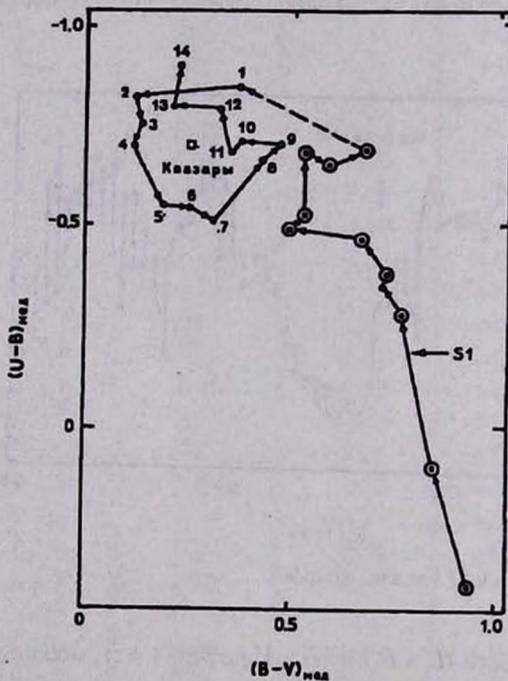


Рис. 3. Зависимость ($U-B$) от ($B-V$) для сейфертовских галактик (кружки) и квазаров (точки) при $z < 1.5$. Рост номеров (выставленный около каждой точки) соответствует росту красного смещения z . На рисунке стрелки указывают направление роста красных смещений.

вынужден был рассмотреть их в узких интервалах красного смещения z , поскольку в общем виде их трудно было выразить линейной формулой.

В настоящей работе рассматривается этот вопрос.

Для этой цели мы рассмотрим отдельно зависимость цвета $(U - B)$ от $(B - V)$ до входа сильной эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ в зону светофильтра U ($z < 1.5$) и после входа в него ($z \geq 1.5$) для квазаров и сейфертовских галактик.

По данным табл.2 мы построили двухцветную диаграмму зависимости $(U - B)$ от $(B - V)$ для указанных значений красного смещения (см. рис.3 и 4) для обоих значений z .

На рис.3 приводится эта зависимость для сейфертовских галактик типа S1 (кружки) и квазаров (точки). Стрелками соединены точки, соответствующие данному z (направление стрелки соответствует росту красного смещения). Для квазаров около каждой точки обозначен порядковый номер. Так, например, 1 соответствует интервалу $z = 0.1 - 0.2$; 2 - $z = 0.2 - 0.3$..., а 14 — интервалу $z = 1.4 - 1.5$.

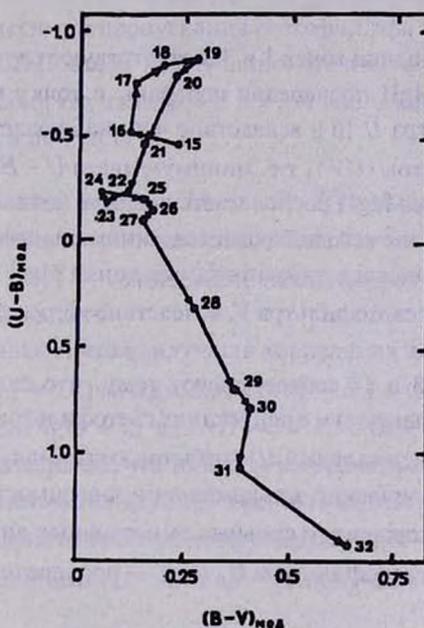


Рис.4. Зависимость $(U - B)$ от $(B - V)$ для квазаров при $z \geq 1.5$. Обозначения те же, что и на рис.3.

Отметим, что последняя точка сейфертовских галактик типа S1 (которая соответствует максимуму красного смещения $z = 0.10 - 0.11$) соединена с первой

точкой квазаров (начало красного смещения квазаров $z = 0.1 - 0.2$) пунктирной линией.

На рис.3 ход зависимости $(U - B)$ от $(B - V)$ меняется непрерывно в зависимости от красного смещения. Однако в случае сейфертовских галактик типа S1 эта зависимость близка к линейной, что и было отмечено Басу [2].

В случае квазаров, эта зависимость, начиная с $z = 0.1$, фактически является продолжением зависимости, полученной для сейфертовских галактик типа S1 и имеет циклический характер.

Теперь рассмотрим, чем обусловлена наблюдаемая циклическая форма изменения цвета $(U - B)$ от $(B - V)$, полученная для квазаров до $z < 1.5$.

Учитывая, что на рис.3 точка 1 соответствует интервалу $z = 0.1 - 0.2$, а 14 — интервалу $z = 1.4 - 1.5$ (см. табл.2) и зная при каких значениях красного смещения (z) какие именно сильные эмиссионные линии проходят через максимум пропускания светофильтров U , B , V , нетрудно объяснить непрерывность и цикличность изменения цвета $(U - B)$ от $(B - V)$.

Именно:

а) Из-за красного смещения точек 1 и 3 соответствуют случаю, когда эмиссионные линии [OIII] и MgII поочередно попадают в точку вблизи максимума пропускания светофильтра U [6], вследствие чего наблюдается максимальный ультрафиолетовый избыток (UV), т.е. минимум цвета $U - B$.

б) В точках 5 и 6 линия MgII располагается вблизи максимума пропускания светофильтра B , вследствие чего наблюдается минимальный UV -избыток.

с) Точки 8 и 9 являются следствием того, что линия MgII попадает в область максимума пропускания светофильтра V , вследствие чего цвет $B - V$ принимает максимальное значение.

д) Наконец, точки 13 и 14 соответствуют тому, что сильная эмиссионная линия (CIV) попадает в максимум пропускания светофильтра U , вследствие чего опять мы наблюдаем максимальный UV -избыток (минимальный цвет $U - B$).

Таким образом, циклический ход изменения зависимости цвета $(U - B)$ от $(B - V)$ обусловлен прохождением сильных эмиссионных линий квазаров через максимум пропускания светофильтров U , B , V — поочередно из-за увеличения их красных смещений.

Теперь рассмотрим, чем обусловлена зависимость цвета $(U - B)$ от $(B - V)$, в случае $z \geq 1.5$ (рис.4).

Эта зависимость показывает влияние сильной эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ и линии поглощения OVI (1035A) на указанную зависимость с изменением z .

Здесь точки 15 и 16 возможно соответствуют непрерывному спектру квазаров, поэтому наблюдается небольшой UV -избыток. Далее, точки 19 и 20 соответствуют случаю, когда эмиссионная линия $Ly\alpha$ проходит через максимум пропускания светофильтра U , вследствие чего наблюдается максимум UV -избытка (минимум цвета $U - B = -0.85$). В точках 25 и 26 линия $Ly\alpha$ попадает в максимум пропускания светофильтра B , поэтому наблюдается минимум UV -избытка: $(U - B) = -0.25$.

Может возникнуть вопрос, в чем же причина наблюдаемого сильного спада UV -избытка, по сравнению с предыдущими случаями.

Ответ очевиден, в данном случае, когда эмиссионная линия $Ly\alpha$ попадает в максимум пропускания светофильтра B , в то же самое время, согласно работе [6], линия поглощения OVI попадает в максимум пропускания светофильтра U , приводя к сильному уменьшению UV -избытка. А что касается дальнейшего уменьшения UV -избытка (рост численного значения цвета $U - B$) на рис.4, то это также вполне объяснимо, если учесть, что при красном смещении $z = 3.41$ эмиссионная линия CIV попадает в максимум пропускания светофильтра R , а при $z = 3.71$ в максимум пропускания светофильтра I попадает другая эмиссионная линия — $CIII$. Поэтому не случайно, что в каталоге Верон-Сити и Верона 1993г. [9] у большинства квазаров с $z > 3.4$ наблюдаемые звездные величины даются в R лучах, а не V или B .

4. *Корреляция между цветами $U - B$ и $B - V$ у квазаров при $z < 1.5$.* Поскольку самая сложная (циклическая) зависимость между цветами $(U - B)$ и $(B - V)$ наблюдается при $z < 1.5$, то интересно найти корреляцию между указанными величинами в этой области.

Расчеты показывают, что наилучшая корреляция для квазаров (с коэффициентом корреляции $P = 0.8$) между цветами $(U - B)$ и $(B - V)$ наблюдается после смещения величины $\lg(1 + z)$ для $(B - V)$ на 0.085. Это соответствует такой разнице красных смещений, что одни и те же области спектров квазаров сначала попадают в U -область используемой цветовой системы, а потом — в B -область. Кривые 1 и 2 смещены относительно друг друга $\Delta \lg(1 + z) = 0.085$. После такого смещения между цветами $(U - B)$ и $(B - V)$ получаем следующее соотношение:

$$(U - B) = -0.92 + 1.15 (B - V) . \quad (1)$$

Учитывая вышесказанное, нетрудно видеть, что, имея медианное значение цвета $(U - B)$ для какого-то значения $\lg(1 + z)$, из соотношения (1), можно определить медианный цвет $(B - V)$ для значения красного смещения $\lg(1 + z) + 0.085$.

Таким образом, соотношение (1) фактически является зависимостью между цветами $(U - B)$ и $(B - V)$ для квазаров. Здесь уместно отметить также, что для активных галактик Басу [2] получил соотношение в виде:

$$(U-B)_{AG} = -0.97 + 1.07 (B-V)_{AG}. \quad (2)$$

Мы же для квазаров (в интервале $z = 0.1 + 1.5$) получили фактически аналогичное и почти то же самое соотношение (1).

5. Обсуждение результатов. Нет сомнения, что взаимосвязь между цветами $(U - B)$ и $(B - V)$ и соответствующими красными смещениями (z) квазаров, в основном, обусловлена последовательным прохождением эмиссионных линий квазаров ($Ly\alpha$, CIV, CIII, MgII) через светофильтры U, B, V в интервале красного смещения $z = 0.1 - 2.1$.

Если это так, то из-за вхождения эмиссионных линий по очередности в зону максимума пропускания светофильтров U, B, V в среднем происходит изменение цвета $(U - B)$, $(B - V)$ приблизительно на величину ± 0.15 (см. рис.3). Это означает, что излучение самых сильных эмиссионных линий ($Ly\alpha$, CIV, MgII) относительно непрерывного спектра квазаров составляет в среднем 0.15 звездной величины.

Далее почти линейный характер зависимости цвета $(U - B)$ от $(B - V)$ для сейфертовских галактик типа S1 (см. рис.3) и дальнейшее непрерывное продолжение и циклический характер той же зависимости, полученной для квазаров, указывает на то, что в случае сейфертовских галактик мы имеем дело, в основном, с непрерывным спектром галактик, вследствие чего при $z = 0.1 - 0.11$ у S1 галактик UV -избыток на $0.2 - 0.3$ величину меньше, чем у квазаров при $z = 0.1 - 0.2$.

Здесь уместно отметить, что при значениях $z = 0.04 + 0.07$ у сейфертовских галактик типа S1, мы также наблюдаем изменение в цвете $(B - V)$ приблизительно на 0.15 величину. Это, возможно, также обусловлено какой-то эмиссионной линией, которая при данном красном смещении попадает в максимум пропускания светофильтра B .

В дальнейшем линейная зависимость $(U - B)$ от $(B - V)$ (при значениях $z \geq 2.7$) обусловлена тем, что в этих значениях красного смещения эмиссионная линия $Ly\alpha$ постепенно переходит от максимума пропускания светофильтра B ($z_B = 2.67$) к максимуму пропускания светофильтра V ($z_V = 3.57$) (см. [6] табл.1). Вместе с тем, наверно, и уменьшается UV -избыток.

Теперь становится вполне понятным, почему с увеличением красного смещения z от 2.7 до 3.4 у квазаров наблюдается непрерывное увеличение цветов ($U - B$) и ($B - V$), т.е. уменьшение UV -избытка.

6. *Заключение.* 1. Сильные эмиссионные линии MgII, CIII, CIV, Ly α и линия поглощения OVI (1035A) квазаров, проходя через максимум пропускания светофильтров (из-за непрерывного роста красного смещения z), приводят к непрерывному, иногда и циклическому изменению зависимости $U - B$ от $B - V$.

2. Зависимость между цветами ($U - B$) и ($B - V$) квазаров для интервала красного смещения $z = 0.1 + 1.5$ выражается соотношением

$$(U - B) = - 0.92 + 1.15 (B - V)$$

и идентична соотношению, полученному Басу [2] для AG галактик.

3. Для сейфертовских галактик типа S1 (при $z < 0.1$) зависимость $U - B$ от $B - V$ почти линейная, кроме интервала красного смещения $z = 0.04 - 0.07$.

4. При значении $z = 2.7 + 3.4$ наблюдается линейная зависимость $U - B$ от $B - V$ для квазаров, которая почти параллельна зависимости, полученной для сейфертовских галактик типа S1.

5. При $z > 3.5$ сильное покраснение квазаров обусловлено попаданием эмиссионных линий CIV, CIII вблизи максимума пропускания R светофильтра.

6. Из-за входа и выхода сильных эмиссионных линий (MgII, CIV, Ly α) в области максимума пропускания светофильтров U, B, V происходят изменения цветов $U - B, B - V$ в среднем на 0.15 звездной величины.

В заключение выражаю глубокую благодарность профессору Л.В.Мирзояну за постоянный интерес, А.В.Погосян за помощь в вычислениях и Американскому университету Армении за финансовую поддержку при выполнении настоящей работы.

DEPENDENCE OF COLOURS $U - B$ AND $B - V$ ON THE REDSHIFTS OF QUASARS AND SEYFERT GALAXIES

R.A.VARDANIAN

It is shown that strong emission lines (MgII, CIII, CIV, Ly α) and absorption line OVI (1035A) of quasars passing through maximum transmission lightfilters $U,$

B , V and R brings to the continuous, sometimes cyclic changes in the dependence $U-B$ on $B-V$. Correlation between colours of quasars with $z < 1.5$ expresses as $(U-B) = -0.92 + 1.15(B-V)$. This correlation $U-B$ on $B-V$ is given for Seyfert galaxies of type S1. The mean values of changes for colours $U-B$, $B-V$, conditioned by the strongest emission lines ($MgII$, $CIII$, CIV , $Ly\alpha$) are determined. It is equal to 0.15 magnitude.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Depaquit, J.C. Pecker, J.-P. Vigier, *Astron. Nachr.*, 306, 7, 1985.
2. D. Basu, *Astron. J.*, 91, 226, 1986.
3. D. Scott, *Astron. Astrophys.*, 242, 1, 1991.
4. Р.А. Варданян, А.Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 37, 4, 1994.
5. Р.А. Варданян, М.А. Айрапетян, *Астрофизика*, 37, 3, 1994.
6. Р.А. Варданян, *Астрофизика*, 34, 41, 1991.
7. Р.А. Варданян, В.В. Амбарян, А.В. Погосян, *Астрофизика*, 36, 195, 1993.
8. M.P. Veron-Cetty, P. Veron, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei* (5th edition) ESO, 1991.
9. M.P. Veron-Cetty, P. Veron, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei* (6th edition) ESO, 1993.
10. H. Agr, H.G. Bi, Y. Chu, X. Zhu, *Astron. Astrophys.*, 239, 33, 1990.
11. Л.В. Мирзоян, Р.А. Варданян, *Астрофизика*, 35, 211, 1991.

УДК: 524. 354. 4

КВАЗИСИНУСОИДАЛЬНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, К.М.ШАХАБАСЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 21 мая 1995

Принята к печати 20 июля 1995

В работе рассмотрены осцилляции угловой скорости пульсаров. Получено уравнение для нахождения угловой скорости и ее производной с учетом искривления вихрей. Показано, что оно имеет квазисинусоидальное решение и найден период этих колебаний. Показано, что оценки значений периода для различных моделей нейтронных звезд дают величины порядка нескольких десятков дней, что согласуется с наблюдениями квазипериодических колебаний и флуктуаций угловой скорости пульсаров.

1. На вековое изменение периода пульсаров накладываются небольшие отклонения, которые разнообразны как своими проявлениями, так и вызывающими их причинами. Так, у восемнадцати пульсаров было обнаружено скачкообразное увеличение угловой скорости вращения с последующей медленной релаксацией [1]. Девять таких скачков было зафиксировано у пульсара PSR 0833-45 в созвездии Парусов [2]. Причем в период между этими скачками наблюдаются малые нерегулярные изменения по амплитуде угловой скорости пульсара, которые в одних случаях можно характеризовать как микроскачки, в других — как флуктуации [3].

Наблюдения восьмого скачка периода пульсара PSR0833-45 [4], происшедшего 24. 12.1988 года, дали новые замечательные результаты. Так, впервые удалось зафиксировать скачок угловой скорости $\Omega(t)$ и ее производной $\dot{\Omega}(t)$ с неопределенностью момента скачка только в 2 мин. Исключительна также величина скачка функции $\dot{\Omega}(t)$: $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \approx 0.168$, что на порядок превышает аналогичную величину для всех предыдущих 7 скачков. Это значит, что в приводящий к скачку катастрофический процесс перераспределения момента им-

пульса нейтронной звезды вовлечена большая, чем ранее предполагалось, часть динамически нестабильной компоненты звезды. В процессе релаксации после восьмого скачка пульсара PSR 0833-45 наблюдались также затухающие синусоидальные колебания как частоты вращения, так и ее производной с периодом порядка 25 дней. Такие же колебания с периодом порядка 10 дней наблюдались и перед скачком [4].

В настоящее время существуют теории, которые относительно успешно объясняют скачки и микроскачки угловой скорости пульсаров [5-9]. Однако нерегулярности угловой скорости типа флуктуаций или квазипериодических колебаний трудно поддаются теоретическому объяснению.

Цель этой статьи — показать возможность объяснения осцилляций угловой скорости пульсаров после их скачка, что и наблюдалось при рождественском скачке угловой скорости пульсара Vela в 1988 году.

Нейтронная звезда, являющаяся моделью пульсара, имеет жидкое ядро — "пре"-фазу, состоящую из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов, и кору, состоящую из внутреннего слоя — "Aep"-фазы, содержащей атомные ядра, сверхтекучие нейтроны и нормальные электроны, и внешнего слоя — "Ae"-фазы, содержащей атомные ядра и электроны. При вращении нейтронной звезды в жидком ядре возникают две сети квантовых вихрей [10]. При стационарном вращении вихри расположены параллельно оси вращения с плотностью $n = 2 \omega / \kappa$, где $\kappa = \hbar / 2 m_n$. Вокруг каждого нейтронного вихря находится кластер протонных вихрей, плотность которых уменьшается с увеличением расстояния от центра нейтронного вихря, которые генерируют магнитное поле порядка 10^{14} Гс [10]. Кластер протонных вихрей, содержащий 10^{15} вихрей, сильно связан с нейтронным вихрем и участвует в его движении как целое. Взаимодействие нормальных электронов с нейтронным вихрем осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле кластера [11]. Заметим также, что нейтронные вихри, находящиеся в "пре"-фазе, продолжают существовать в "Aep"-фазе. Как показано в работе [7], внутри звезды существует слой, где часть нейтронных вихрей находящихся в "Aep"-фазе, настолько слабо взаимодействует с нормальной компонентой, что можно считать их почти свободными. Продолжения же этих вихрей в "пре"-фазе, как показывают расчеты работы [11], настолько сильно взаимодействуют с нормальной компонентой, что они двигаются вместе с ней. После скачка угловой скорости пульсара, естественно, что часть вихря, находящаяся в "пре"-фазе, ускорится с нормальным веществом, а часть, находящаяся в "Aep"-фазе, отстанет от него, что приведет к искривлению вихря. Из-за упругости вихря, его часть, находящаяся в "Aep"-фазе, начнет колебаться относительно нормальной

компоненты, что, как увидим ниже, приводит к осцилляциям угловой скорости пульсара. Заметим, что времена динамической релаксации для этих вихрей могут быть больше нескольких лет, следовательно, затухающие осцилляции угловой скорости могут быть наблюдаемы.

2. Уравнение, определяющее динамику вихревой решетки без учета искривления вихрей, находится из равенства силы Магнуса и силы трения, действующих на отдельный вихрь [12]:

$$\frac{d\theta}{dt} = a (1 - q \Omega_c \theta(t)) , \quad (1)$$

где плотность вихрей $n(t)$ и угловая скорость сверхтекучей жидкости $\omega_s(t)$ выражаются через плотность вихрей $n(0)$, угловую скорость $\omega_s(0)$ и функцию $\theta(t)$ следующим образом:

$$n(t) = \frac{n(0)}{\theta(t)} , \quad \omega_s(t) = \frac{\omega_s(0)}{\theta(t)} . \quad (2)$$

Здесь момент $t = 0$ соответствует моменту скачка. В формуле (1) введены следующие обозначения:

$$a = \frac{2\rho_s \alpha \omega_s(0)}{\alpha^2 + \rho_s^2} , \quad q = \frac{\omega_c(0)}{\omega_s(0)} , \quad \alpha = \frac{\eta}{\kappa} , \quad (3)$$

где $\kappa = \hbar / 2 m_n$ — квант циркуляции, $\omega_c(0)$ — начальная угловая скорость нормальной компоненты, η — коэффициент вязкости, ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты. Отметим, что мы считаем коэффициент вязкости "пре"-фазы постоянным. Уравнение движения нормальной компоненты имеет вид [8]:

$$I_c \frac{d\omega_c(t)}{dt} = I_s \frac{\omega_s(0)}{\theta^2(t)} \frac{d\theta}{dt} - \gamma_1 I_c \omega_c^3(t) , \quad (4)$$

где I_c и I_s — моменты инерции нормальной и сверхтекучей компонент. Переходя далее к безразмерным переменным, $\Omega_c(t) = \omega_c(t) / \omega_c(0)$,

$\Omega_s(t) = \omega_s(t)/\omega_s(0)$, $p = I_s/I_c$, обозначая тормозящий момент нейтронной звезды $\gamma_1 \Omega_c^3(t) = \gamma$, запишем уравнения движения (1) и (4) в виде

$$\frac{d\Omega_s}{dt} = a\Omega_s(\Omega_c - \Omega_s), \quad (5)$$

$$\frac{d\Omega_c}{dt} = -pa\Omega_s(\Omega_c - \Omega_s) - \gamma.$$

Поскольку $\omega_s(0) \approx \omega_c(0)$, то при получении системы уравнений (5) мы приняли $q = 1$.

В работе [13] была найдена следующая система уравнений, описывающая двухкомпонентную модель нейтронной звезды с учетом моды внутренних колебаний конечной частоты:

$$\frac{d\Omega_s}{dt} = a\Omega_s(\Omega_c - \Omega_s) + \frac{\nu_0^2}{I_c} \int_0^t (\Omega_c - \Omega_s) dt', \quad (6)$$

$$\frac{d\Omega_c}{dt} = -pa\Omega_s(\Omega_c - \Omega_s) - \frac{\nu_0^2}{I_c} \int_0^t (\Omega_c - \Omega_s) dt' - \gamma.$$

Легко заметить из (6), что модуль момента силы упругости имеет вид:

$$|\vec{M}| = \nu_0^2 \int_0^t (\Omega_c - \Omega_s) dt'. \quad (7)$$

Такая сила может возникнуть, если вихрь находится в потенциальной яме (пиннинг), или, если вихрь искривляется.

Как уже отмечалось выше, вязкость в "пре"-фазе велика, следовательно в системе вращения, сопутствующей движению нормальной компоненты, часть вихря в этой фазе останется неподвижной (параллельно оси Oz), а часть вихря в "Аеп"-фазе будет двигаться, совершая колебания относительно оси Oz . Покажем, что из-за скачкообразного изменения коэффициента вязкости по z на границе двух фаз, при скачке угловой скорости пульсара, происходит искривление вихрей, что приводит к появлению момента упругой силы, описанного в формуле (7).

3. Найдем выражение для момента упругой силы для всей звезды. Упругая сила, которая действует на вихрь из-за искривления, определяется следующим образом [15]:

$$\vec{F} = \varepsilon \int [\vec{v}, \text{rot} \vec{v}] dz \quad (8)$$

где $\vec{v} = \vec{\omega}_z / |\vec{\omega}_z|$ — единичный вектор, направленный вдоль вихря, ε — энергия единицы длины вихря. Момент силы, который действует на вихрь, находящийся на расстоянии r от оси вращения звезды, запишется в виде:

$$\vec{M} = \varepsilon \int [r \vec{v}, \text{rot} \vec{v}] dz . \quad (9)$$

Интересующая нас z — компонента момента определяется следующим образом:

$$M_z = -\varepsilon \int \left\{ r v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + v_\varphi v_r \right\} dz . \quad (10)$$

Компоненты векторов \vec{M} , \vec{v} в формуле (10) записаны в цилиндрических координатах. Если через z_0 обозначить точку пересечения вихрем границы "пре"- и "Аеп"-фаз, то, как отметили выше, единичный вектор \vec{v} при $z < z_0$ параллелен оси Oz , а при $z > z_0$ вектор может отклониться от оси Oz на угол ν (см. рис. 1). Для компонент вектора \vec{v} получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} v_r(z) &= \sin \nu \cos \Psi \theta(z - z_0), \\ v_\varphi(z) &= \sin \nu \sin \Psi \theta(z - z_0), \\ v_z(z) &= \cos \nu, & z > z_0, \\ v_z(z) &= 1, & z < z_0, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\theta(z - z_0)$ — функция Хевисайда. Подставляя соотношения (11) в формулу (10), имеем:

$$|M_z(r)| = 2\varepsilon r \cos \nu_0 \sin \nu_0 \sin \Psi + 2\varepsilon l(r) \sin^2 \nu_0 \sin \Psi \cos \Psi, \quad (12)$$

где $l(r)$ — длина находящейся в "Аеп"-фазе части вихря.

Здесь предполагается, что часть вихря, находящаяся в "Аеп"-фазе, колеблется вокруг точки z_0 как единое целое: т.е. $\nu = \nu_0(t)$. Коэффициент два в (12) обусловлен существованием на вихре двух точек с $z = z_0$ — выше и ниже экваториальной плоскости звезды.

Если предположить, что колебания малы, то $\sin \nu_0 \approx \nu_0$ и вторым слагаемым в (12) можно пренебречь:

$$|M_z(r)| = 2\epsilon r v_0 \sin\Psi, \quad (13)$$

Вычислим теперь $v_0 \sin\Psi$. Из рис. 1 имеем следующее соотношение:

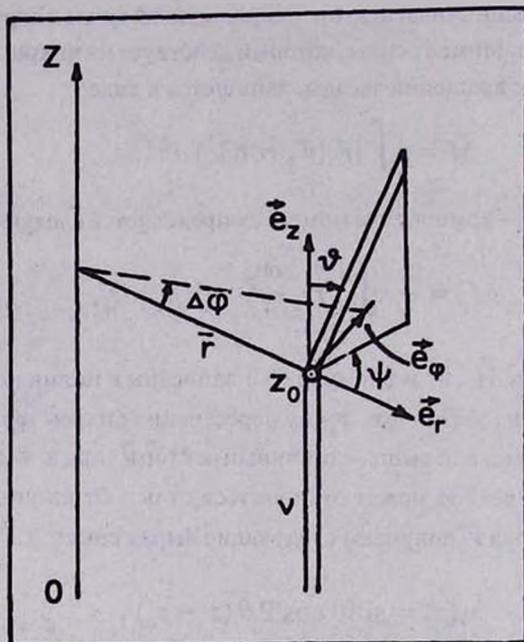


Рис. 1. Нейтронная вихревая нить. \vec{e}_r , \vec{e}_φ и \vec{e}_z — единичные векторы цилиндрической системы координат. ν и Ψ — полярный и азимутальный углы, описывающие смещение части вихря.

$$x = r\Delta\varphi = l(r) \sin\nu \sin\Psi \approx l(r) v_0 \sin\Psi, \quad (14)$$

где x — линейное смещение конца вихря в азимутальном направлении, $\Delta\varphi$ — угловое смещение. Поскольку искривление вихря возникает из-за относительного движения нормальной и сверхтекучей компонент, то согласно (7): $\Delta\varphi = |M_z(r)| / v_0^2$. Подставляя найденное из (14) с учетом (7) соотношение $v_0 \sin\Psi$ в (13), получаем для момента силы следующее выражение:

$$|M_z(r)| = \frac{2\epsilon r^2}{l(r)} \left| \int_0^t (\Omega_t - \Omega_s) dt' \right|, \quad (15)$$

где $\varepsilon = \rho_s \pi \kappa^2 \ln(b/a_0)$, b — внешний радиус вихря, a_0 — радиус сердцевинки вихря. Для вычисления полного момента упругой силы мы должны просуммировать по вихрям. Учтем также, что все вихри колеблются в одинаковой фазе, поскольку смещение возникает из-за скачка, и все вихри одинаково отстают от нормальной компоненты. Окончательно имеем:

$$|M_{1z}| = \int_{r_0}^{R_0} |M_z(r)| n(r) 2\pi r dr, \quad (16)$$

где r_0 и R_0 — внутренний и внешний радиусы рассмотренного слоя. Учитывая, что $n = 2\omega_c/\kappa$, получим:

$$|M_{1z}| = \frac{2\pi\omega_c \kappa}{l_0^2} I_s' \ln(b/a_0) \left| \int_0^t (\Omega_c - \Omega_s) dt' \right|. \quad (17)$$

Здесь l_0 и I_s' — средняя по r длина участка вихря и момент инерции сверхтекучей компоненты участка слоя в "Асп"-фазе:

$$I_s' = \int_{r_0}^{R_0} \rho_s r^2 2l_0 2\pi r dr. \quad (18)$$

Сравнивая выражение (17) с (7), находим:

$$v_0^2 = \frac{2\pi\omega_c \kappa}{l_0^2} I_s' \ln \frac{b}{a_0}. \quad (19)$$

Таким образом, уравнение (6) описывает динамику вихревой решетки с v_0^2 , определяемым формулой (19).

4. Преобразуем систему уравнений (6). Для этого сначала продифференцируем ее по времени:

$$\ddot{\Omega}_c = -\rho a \Omega_s (\dot{\Omega}_c - \dot{\Omega}_s) - \omega_0^2 (\Omega_c - \Omega_s) - \dot{\gamma}, \quad (20)$$

$$\ddot{\Omega}_s = a \Omega_s (\dot{\Omega}_c - \dot{\Omega}_s) + \frac{\omega_0^2}{\rho} (\Omega_c - \Omega_s).$$

Здесь мы ввели обозначение:

$$\omega_0^2 = p \left\{ a \dot{\Omega}_3 + \frac{v_0^2}{I_s} \right\}. \quad (21)$$

Учитывая, что $\Omega_3 \approx 1$, систему уравнений (20) можно линеаризировать заменой $a\Omega_3$ на a , и вычитая второе уравнение из первого, получаем:

$$\ddot{\Omega}_c + \frac{\dot{\Omega}_c}{\tau} + \Omega_0^2 \Omega_c = \ddot{\Omega}_3 + \frac{\dot{\Omega}_3}{\tau} + \Omega_0^2 \Omega_3 - \dot{\gamma}. \quad (22)$$

Здесь мы ввели обозначения:

$$\frac{1}{\tau} = a(1+p), \quad \Omega_0^2 = \omega_0^2(1+1/p). \quad (23)$$

Уравнение (22) заменит одно из уравнений системы (20). Для получения другого уравнения, найдем $\dot{\Omega}_c - \dot{\Omega}_3$ и $\Omega_c - \Omega_3$ и подставим их во второе уравнение системы (20). После несложных преобразований получаем следующее уравнение:

$$\ddot{\Omega}_3 + \frac{\dot{\Omega}_3}{\tau} + \Omega_0^2 \Omega_3 = -\frac{I_c}{I\tau} \gamma - \frac{\Omega_0^2 I_c}{I} \int_0^t \gamma(t') dt', \quad (24)$$

где $I = I_c + I_s$ — полный момент инерции звезды. Следовательно, вместо исходной системы (20) мы имеем уравнения (22) и (24). Исключая из этих уравнений неизвестную функцию $\Omega_3(t)$, получаем следующее уравнение для определения угловой скорости поверхности звезды:

$$\ddot{\Omega}_c + \frac{\dot{\Omega}_c}{\tau} + \Omega_0^2 \Omega_c = -\frac{I_c}{I\tau} \gamma - \frac{\Omega_0^2 I_c}{I} \int_0^t \gamma(t') dt' - \dot{\gamma}. \quad (25)$$

Предполагая тормозящий момент пульсара постоянным: $\gamma = \text{const}$, запишем уравнение (25) в виде:

$$\ddot{\Omega}_c + \frac{\dot{\Omega}_c}{\tau} + \Omega_0^2 \Omega_c = -\frac{I_c}{I\tau} \gamma - \frac{\Omega_0^2 I_c}{I} \gamma t. \quad (26)$$

Уравнение (26) имеет следующее решение:

$$\Omega_c(t) = A e^{-t/2\tau} \cos(\gamma t + \alpha) - \frac{I_c}{I} \gamma t, \quad (27)$$

где

$$y = \Omega_0 \left[1 - \left(\frac{1}{2\tau \Omega_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (28)$$

Производная угловой скорости, которая и измеряется, равна:

$$\dot{\Omega}_c(t) = Aye^{-t/2\tau} \left\{ \sin(yt + \alpha) - \frac{1}{2y\tau} \cos(yt + \alpha) \right\} - \frac{I_c}{I} \gamma. \quad (29)$$

Выражения (27) и (29) являются решениями задачи. Заметим, что $\Omega_c(t)$ и $\dot{\Omega}_c(t)$ являются затухающими периодическими функциями времени, а частота y определяется формулой (28). Характерное время затухания колебаний $\tau_y = 2\tau$. Колебания будут наблюдаться, если

$$2\tau y \gg 1. \quad (30)$$

Это условие означает, что период колебаний намного меньше времени затухания. Для пульсара PSR 0833-45 это условие выполняется, так как $y^{-1} \approx 10$ дней, тогда как $\tau \geq 1000$ дней. Условие (30) эквивалентно условию $\Omega_0 \tau \gg 1$. Отметим, что при выполнении этого условия $y \approx \Omega_0$, в (29) можно отбросить второе слагаемое, и решение существенно упрощается:

$$\dot{\Omega}_c(t) = A \Omega_0 e^{-t/2\tau} \sin(\Omega_0 t + \alpha) - \frac{I_c}{I} \gamma. \quad (31)$$

Таким образом, эта теория может объяснить колебания $\dot{\Omega}_c(t)$ пульсара PSR 0833-45 зокруг значения $\bar{\dot{\Omega}}_c(t) = -\frac{I_c}{I} \gamma$.

5. Оценим теперь численное значение Ω_0 . Из (21) и (23) можно получить следующее выражение:

$$\Omega_0 = \omega_1 \left[1 - \frac{\tau}{\tau_0} \left(\frac{1}{\omega_1 \tau} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad \omega_1^2 = \frac{v_0^2}{I_s}, \quad (32)$$

где $\tau \approx 1/a$, $\tau_0 = 1/\gamma$, и было учтено, что $p \leq 1$. Из формул (19) и (32) имеем:

$$T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} = l_0 \left(\frac{T}{\kappa \ln(b/a_0)} \right)^{1/2} \left(\frac{I_s}{I_s'} \right)^{1/2}, \quad (33)$$

где T -- период пульсара. Для вычисления значения T_1 необходимо найти среднюю длину колеблющейся части вихря l_0 . Она равняется

$$l_0 = \frac{\Delta R}{2} + R \sqrt{\Delta R / 2R}, \quad (34)$$

где ΔR — толщина "Аеп"-фазы, а R — радиус звезды. Порядок соотношения I_s/I'_s оценим по следующей формуле:

$$\left(\frac{I_s}{I'_s}\right) = \frac{R^4 L_0}{(R_0^4 - r_0^4) l_0}. \quad (35)$$

Для модели нейтронной звезды с не слишком жестким уравнением состояния [16]: $R \approx 10$ км, $R_0 \approx 9.6$ км, $r_0 \approx 9.2$ км. Тогда $I_s/I'_s \approx 10$, следовательно, $T_1 \approx 30$ дней. Теперь мы можем оценить второе слагаемое в (32). Легко видеть, что $\omega_1 \tau \gg 1$ и $\tau/\tau_0 \approx 10^{-4}$, следовательно $\Omega_0 \approx \omega_1$. Итак, колебания $\dot{\Omega}_c(t)$ происходят с периодом $T_0 = 2\pi/\Omega_0 \approx T_1$. Отметим также, что $\Omega_0 \tau \geq 100$, что необходимо для наблюдения колебаний Ω_c .

Таким образом, затухающие синусоидальные колебания $\dot{\Omega}_c(t)$, наблюдавшиеся до и после восьмого скачка пульсара PSR 0833-45, могут быть объяснены колебаниями свободных частей вихрей в "Аеп"-фазе нейтронной звезды. Отметим также, что оценки значения T_0 для других моделей нейтронных звезд дают величины порядка нескольких десятков дней, что удовлетворительно согласуется с наблюдениями квазипериодических колебаний и флуктуаций угловой скорости пульсаров [3].

Ереванский государственный университет,
Армения

QUASISINUSOIDAL OSCILLATIONS OF PULSARS' ANGULAR VELOCITY

D.M.SEDRAKIAN, K.M.SHAHABASSIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The oscillations of pulsars' angular velocity is considered in this paper. The equation for the angular velocity and its derivative with the accounting for curvature of vortices is derived. It is shown, that this equation has a quasisinusoidal solution and the period of this oscillations is obtained. It is demonstrated, that the estimations

of the period's values for various models of neutron stars give magnitudes of several decade order, which is in the agreement with observations of quasiperiodical oscillations and fluctuations of pulsars' angular velocity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седрамян, К.М.Шахабасян, УФН, 161, №7, 3, 1991.
2. A.G.Lyne, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A., 341, 29, 1992.
3. J.M.Gardes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorf, Astrophys.J., 330, 847, 1988.
4. P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, D.McConnell, E.A.King, Nature, 346, 822, 1990.
5. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys.J., 276, 325, 1984.
6. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys.J., 278, 791, 1984.
7. P.V.Jones, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 246, 315, 1990.
8. А.Д.Седрамян, Д.М.Седрамян, ДАН, СССР, 320, №5, 1078, 1991.
9. А.Д.Седрамян, Д.М.Седрамян, ЖЭТФ, 102, 721, 1992.
10. Д.М.Седрамян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 21, 547, 1984.
11. Д.М.Седрамян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 22, 137, 1985.
12. Ю.К.Краснов, ЖЭТФ, 73, 348, 1977.
13. F.K.Lamb, D.Pines, J.Shaham, Astrophys.J., 225, 582, 1978.
14. F.G.Feibelman, Phys. Rev. Ser. D.4, 1589, 1971.
15. И.М.Халатников, Теория сверхтекучести. Наука, М., 1971.
16. R.V.Wirringa, V.Fiks, A.Fabrochini, Phys.Rev.C, 78, 1010, 1988.

УДК: 524. 354. 6: 539. 12

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Г.А.ХАЧАТРЯН

Поступила 24 июля 1995

Принята к печати 19 сентября 1995

В рамках модели мешка МТИ для трех моделей странных звезд рассчитаны дефект массы и коэффициенты гравитационной упаковки, исследуется вклад гравитационной и внутренней энергии в полную энергию звезды. Для странных звезд оказывается возможной реализация моделей с отрицательной внутренней энергией, что приводит к их большей связанности по сравнению с нейтронными звездами. Это является причиной отсутствия конфигураций с отрицательным дефектом массы для рассмотренных моделей. Анализируется вопрос идентификации остатков Сверхновых с нейтронными или странными звездами.

В качестве абсолютно стабильного состояния холодного сверхплотного вещества Виттеном [1] была предложена странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u , d , s -кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность. Эта гипотеза исследовалась Фери и Джаффи [2], которые используя модель мешка МТИ [3] показали зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели — постоянной мешка B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s . Различные наборы этих констант могут приводить к реализации как самоудерживающихся странных звезд, так и нейтронных звезд с кварковым ядром.

Корректность гипотезы Виттена имеет огромное значение для физики сверхплотных звезд и в последние годы исследование странных звезд привлекает большое внимание. Основные свойства и структура странных звезд рассматривались в работах [4-6]. В работах [7,8] проводилось сопоставление параметров моделей странных звезд с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд. Целью данной работы является детальное исследование дефекта массы странных звезд, прово-

димое в рамках дискуссии о существовании либо странных, либо нейтронных звезд.

Нами рассмотрены три модели странных звезд, соответствующие трем наборам параметров мешка (1. $B = 50$ Мев / фм³, $m_s = 150$ Мев, $\alpha_c = 0.05$; 2. $B = 60$ Мев / фм³, $m_s = 200$ Мев, $\alpha_c = 0.05$; 3. $B = 50$ Мев / фм³, $m_s = 150$ Мев, $\alpha_c = 0.5$). Выбор данных параметров согласуется с результатами работ [6,9], в которых путем обобщения феноменологических и теоретических данных адронной физики предлагались реалистические диапазоны изменения параметров модели мешка. Для всех трех моделей кривая средней энергии имеет отрицательный минимум ϵ_{\min} при определенном значении концентрации барионов n_{\min} (1. $\epsilon_{\min} = -76.9$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.72$; 2. $\epsilon_{\min} = -16.6$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.93$; 3. $\epsilon_{\min} = -10.9$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.61$), где $n_0 = 0.15$ фм⁻³ ядерная плотность. Этим и обусловлена самосвязанность странных звезд.

Для трех рассмотренных уравнений состояния стандартным методом проинтегрирована система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений ТОВ), получены интегральные параметры странных звезд. Остановимся более подробно на физическом смысле полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p , необходимых для расчета дефекта массы сверхплотных звезд. Из решения уравнений Эйнштейна для шварцшильдовского поля и сшивки этого решения на бесконечности с ньютоновским гравитационным потенциалом $\varphi = GM/r$, в котором M определяется как масса, получается выражение

$$M = \int \rho dv. \quad (1)$$

Здесь $dv = r^2 dr d\Omega$ — ньютоновское выражение объема, а $\rho = \rho_0(1 + \epsilon/m_0 c^2)$ — полная плотность энергии, где $\rho_0 = m_0 n$ — плотность массы покоя, $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56$. Так как в плотности энергии ρ учтен вес внутренней энергии ϵ/c^2 , выражение (1) не является чисто ньютоновским и представляет из себя полную релятивистскую массу, в которой учтены как вес гравитационной, так и внутренней энергий.

Полное число барионов B определяется

$$B = \int n dV, \quad (2)$$

где n — концентрация барионов, $dV = e^{\lambda/2} r^2 dr d\Omega$ — выражение для элемента объема в ОТО. Здесь e^{λ} — радиальная компонента метрического тензора. Массу покоя M_0 определим как число барионов в массовых единицах

$$M_o = m_o B = \int m_o n dV = \int \rho_o e^{\lambda/2} dv . \quad (3)$$

Собственная масса M_p определяется выражением

$$M_p = \int \rho dV = \int \rho e^{\lambda/2} dv . \quad (4)$$

Разность $M - M_p$ в нерелятивистском пределе представляет из себя гравитационную энергию

$$M - M_p = E_G/c^2 = -G \int_0^M m(r) dm(r)/r . \quad (5)$$

Разность $M - M_o$ определяет как гравитационную, так и внутреннюю энергию

$$M - M_o = E_{in}/c^2 + E_G/c^2 , \quad (6)$$

где $E_{in} = \int_0^R n \epsilon dv$. Из (5) и (6) также получаем

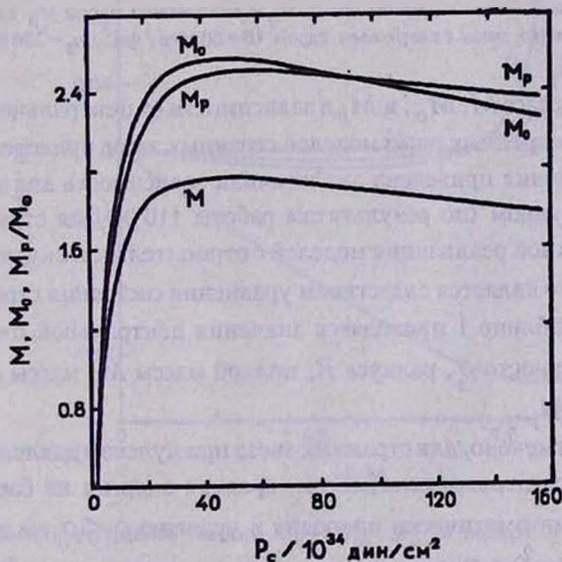


Рис.1. Зависимость полной массы M , массы покоя M_o и собственной массы M_p от центрального давления P_c для первой модели странных звезд.

$$M_p - M_0 = E_{\text{ин}}/c^2 \quad (7)$$

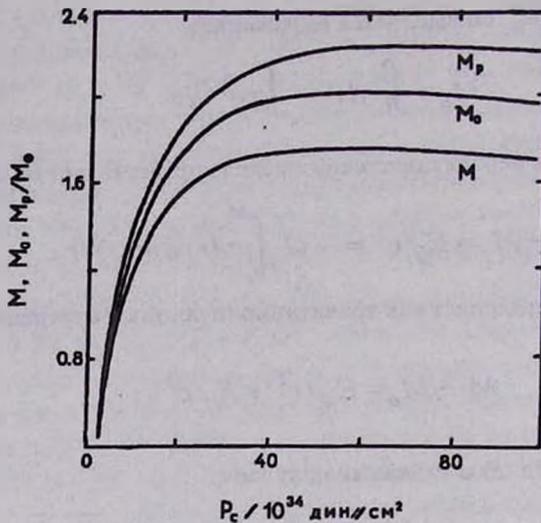


Рис.2. Зависимость полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p от центрального давления P_c для нейтронных звезд с кварковым ядром ($B = 60$ Мев / фм^3 , $m_s = 200$ Мев, $\alpha_c = 0.45$).

Результаты расчета масс M , M_0 , и M_p в зависимости от центрального давления для первой из рассмотренных нами моделей странных звезд приведены на рис.1. На рис.2. для сравнения приведена аналогичная зависимость для нейтронных звезд с кварковым ядром (по результатам работы [10]). Для странных звезд оказывается возможной реализация моделей с отрицательной внутренней энергией ($M_p < M_0$), что является следствием уравнения состояния странной кварковой материи. В таблице 1 приводятся значения центральной плотности ρ_c , плотности на поверхности ρ_s , радиуса R , полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p .

Как было ранее отмечено, для странных звезд при нулевом давлении, которое соответствует сверхъядерным плотностям, средняя энергия на барион ($\epsilon_{\text{ин}}$) отрицательна, что автоматически приводит к условию $\rho < \rho_0$ на поверхности (т.к. $\rho = \rho_0(1 + \epsilon/m_0 c^2)$). С ростом давления значение ρ приближается к ρ_0 , а затем и превосходит его.

Масса покоя M_0 и собственная масса M_p отличаются лишь плотностями ρ и ρ_0 под интегралом, где интегрирование ведется от центра до поверхности

(см. (3), (4)). Поэтому даже для тех значений центрального давления, при которых $\rho_c > \rho_\infty$ суммарный вклад может приводить к условию $M_p < M_0$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ХАРАКТЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ТРЕХ МОДЕЛЕЙ СТРАННЫХ ЗВЕЗД В ТОЧКЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

Модели	ρ_c	ρ_s	R	M_{\max}	M_0	M_p	ε_{\min}
	10^{14} г/см^3	10^{14} г/см^3	км	M_0	M_0	M_0	Мев
1. $B=50 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=150 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.05$	19.765	4.305	10.991	1.982	2.580	2.510	-76.87
2. $B=60 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=200 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.05$	24.503	4.782	9.844	1.756	2.130	2.217	-16.58
3. $B=50 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=150 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.5$	20.394	4.046	10.926	1.985	2.404	2.520	-10.92

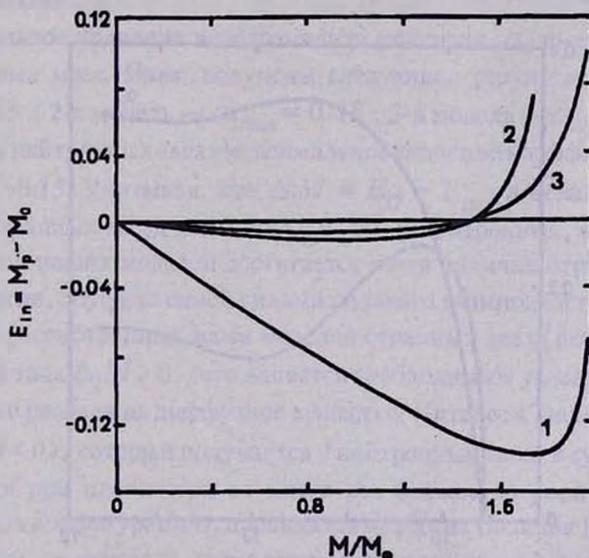


Рис.3. Зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ от полной массы M для трех моделей странных звезд.

На рис.3 приведена зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ рассмотренных моделей от полной массы M . Для первой модели вследствие боль-

шой величины отрицательного минимума средней энергии на барион все стабильные конфигурации имеют отрицательную внутреннюю энергию ($M_p < M_0$). Для второй и третьей моделей вследствие малости величины отрицательного минимума средней энергии на барион внутренняя энергия становится положительной до достижения конфигураций максимальных масс (при $M \approx 1.46M_0$).

Для нейтронных звезд существование конфигураций с отрицательной внутренней энергией ($M_p < M_0$) невозможно. На поверхности (при нулевом давлении) $\rho \approx \rho_0$, в центре $\rho > \rho_0$ и поэтому собственная масса нейтронных звезд всегда больше массы покоя M_0 .

Полная масса звезды M не равна сумме масс элементов ее объема M_p и так как $e^{\chi/2} \geq 1$, то $M < M_p$. Разность $\Delta_1 M = M_p - M$ называют полным гравитационным дефектом массы, а отношение $\alpha_1 = \Delta_1 M / M$ коэффициентом гравитационной упаковки. В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_1 M = -E_G$, а α_1 в общем случае характеризует отношение гравитационной энергии к полной.

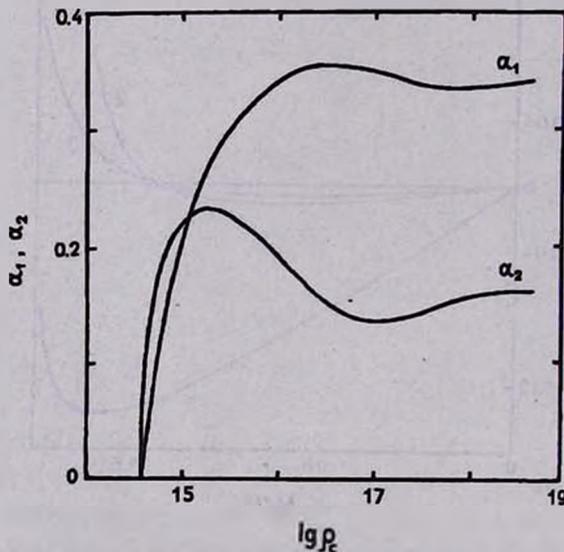


Рис. 4. Зависимость коэффициентов гравитационной упаковки α_1 и α_2 от $\lg \rho_c$ для первой модели странных звезд.

Разность $\Delta_2 M = M_0 - M$ носит название неполного или просто дефекта массы (энергии связи). Энергия, соответствующая $\Delta_2 M$, есть как раз та энергия,

которая выделяется при образовании из первоначально разряженного диффузного вещества плотной звезды. Из физики этого процесса ясно, что для устойчивой стационарной звезды, возникающей из диффузного вещества, $\Delta_2 M > 0$. В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_2 M = -E_G - E_{in}$. Коэффициент упаковки $\alpha_2 = \Delta_2 M / M_0$ показывает в общем случае полную долю энергии, выделившейся при образовании звезды.

На рис.4 построена зависимость значений коэффициентов α_1 и α_2 в зависимости от $\lg \rho_c$ для первой модели странных звезд. Максимальные значения коэффициента гравитационной упаковки $\alpha_{1max} \cong 0.35$ приходятся на центральные плотности больше ρ_{max} , соответствующие точке потери устойчивости, поэтому реально существующие (устойчивые) конфигурации имеют меньшие значения α_1 . Предельно допустимые для наших моделей оказались значения $\alpha_1 \cong 0.26 - 0.28$. Таким образом, вклад гравитационной энергии в полную энергию странных звезд практически одинаков для всех трех моделей и не достигает 30%. Заметим, что для нейтронных звезд вклад гравитационной энергии несколько выше.

Максимальное значение коэффициента упаковки α_2 имеют конфигурации максимальных масс. Нами получены следующие результаты: 1-я модель — $\alpha_{2max} = 0.23$; 2-я модель — $\alpha_{2max} = 0.18$; 3-я модель — $\alpha_{2max} = 0.17$. Заметим, что для нейтронных звезд максимальное значение коэффициента упаковки порядка 0.1–0.15. Учитывая, что $\Delta_2 M = E_G - E_{in}$, а вклад гравитационной энергии у странных звезд даже меньше, чем у нейтронных, ясно, что большая энергия связи наших моделей достигается из-за наличия отрицательной внутренней энергии, обусловленной силами сильного взаимодействия.

Для всех рассмотренных нами моделей странных звезд дефект массы имеет нормальный знак $\Delta_2 M > 0$, что является необходимым условием устойчивости относительно распада на диффузное вещество. Интерес к аномальному дефекту массы ($\Delta_2 M < 0$), который получается у нейтронных звезд в сугубо релятивистской области при плотностях во много раз больше ядерной (среди заведомо неустойчивых конфигураций), проявлялся в работах Саакяна [11]. Аномальный дефект массы он связал с космологической концепцией Амбарцумяна [12], согласно которой эволюция идет от сверхплотного состояния к диффузному. Нами, чисто для академического интереса, рассчитаны конфигурации с центральными плотностями до 10^{19} г/см³ (заведомо неустойчивые) и получено полное отсутствие аномального дефекта массы для моделей странных звезд.

На рис.5 приведена зависимость дефекта массы $\Delta_2 M$ от массы M для трех моделей странных звезд. Теоретический расчет энергии связи может иметь

большой практический интерес при идентификации остатков Сверхновых с нейтронными или странными звездами. Как уже было отмечено, при образовании сверхплотной звезды выделяется энергия, соответствующая энергии связи $\Delta_2 M$. Одним из возможных путей образования сверхплотных звезд считают взрывы Сверхновых 2-го типа. Большой интерес представляет исследование недавнего взрыва SN 1987A. Из числа и энергии обнаруженных нейтрино (захват нейтрино был зарегистрирован одновременно на детекторах Камиоканде 2 и IBM) с помощью экстраполяции была вычислена полная энергия нейтрино, высвобождавшаяся при вспышке SN 1987A, равная примерно $3 \cdot 10^{53}$ эрг [13, 14]. Нейтринный сигнал был двухкомпонентным. Первый сигнал мог возникнуть при образовании нейтронной звезды, второй, соответственно, при образовании странной звезды. Энергия нейтрино в $3 \cdot 10^{53}$ эрг, равна теоретической энергии связи нейтронной звезды с массой $1.44 M_\odot$, т.е. количеству энергии, которая должна была выделиться при ее образовании. Энергию связи $3 \cdot 10^{53}$ эрг имеют странные звезды следующих масс: 1-я модель $M = 0.9 M_\odot$; 2-я модель $M = 1.15 M_\odot$; 3-я модель $M = 1.25 M_\odot$. Обнаружение пульсара в остатке Сверхновой 1987A и определение его массы может послужить решением вопроса о реализации той или иной теоретической модели.

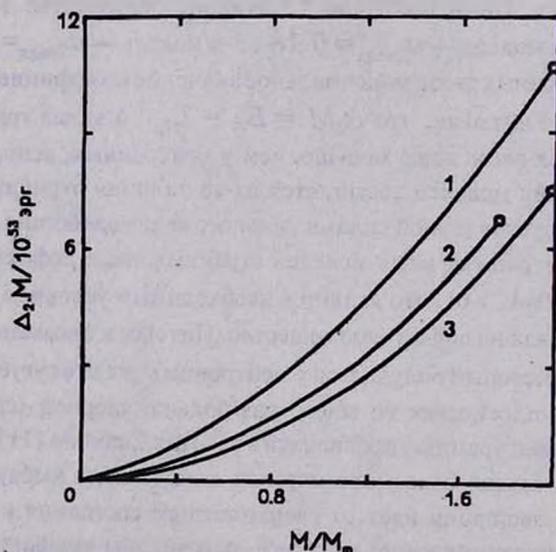


Рис.5. Зависимость энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы M для трех моделей странных звезд (кружочками отмечены конфигурации максимальных масс).

Необходимо отметить, что в настоящей работе рассматривались статические конфигурации. Анализ для четырнадцати уравнений состояния нейтронных звезд, проведенный в работе [15], показал, что учет вращения для сверхплотных звезд приводит к увеличению энергии связи лишь до 10%, так что сферически-симметрическое приближение при исследовании дефекта массы является вполне корректным.

Данная работа проделана в рамках темы 46/101 93-353, поддержанной Министерством высшего образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

ON THE MASS DEFECT OF STRANGE STARS

J.L.VARDANIAN, A.K.GRIGORIAN, G.A.KHACHATRIAN

Within the framework of the MIT bag model the mass defect and gravitational packing factors were calculated for the three models of strange stars. The contribution of the gravitational and inner energies into the star total energy was investigated. It appears that for strange stars the realization of the models with negative inner energy is possible that brings to the greater values of the binding energy of strange stars in comparison with neutron stars. It is precisely this fact that explains absence of the configurations with the negative mass defect for considered models. The problem of identification of Supernovae's remnants with neutron or strange stars is analysed.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
2. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
3. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1971.
4. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys.J., 310, 261, 1986.
5. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. and Astrophys., 160, 121, 1986.
6. O.G.Benvenuto, J.E.Horvath, H.Vucettich, Intern.J. of Modern Phys., A6, 4769, 1991.
7. Ю.Л.Вартамян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, *Астрофизика*, 37, 543, 1994.
8. Ю.Л.Вартамян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, *Письма в Астрон.ж.*, 21, 136, 1995.
9. O.G.Benvenuto, J.E.Horvath, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 241, 43, 1989.
10. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян, А.К.Григорян, *Доклады НАН РА, Физика*, 93, 1994.
11. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., Наука, 1972.

12. В.А.Амбарцумян, Научные труды; Собрание работ, т.2, Ереван, 1980.
13. S.H.Kahana, J.Cooperstein, E.Varon, Phys. Lett., B196, 259, 1987.
14. W.D.Arnett, J.N.Bachall, R.P.Kirshner, S.E.Woosley, Annu. Rev. Astron. Ap., 27, 629, 1989.
15. G.B.Cook, S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, Astrophys.J., 424, 823, 1994.

УДК: 524. 338. 6

О ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕЙ СВЕТИМОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОТ ВОЗРАСТА СИСТЕМЫ

А.А.АКОПЯН

Поступила 16 июля 1995

Принята к печати 20 августа 1995

Рассмотрены зависимости светимости ярчайшей вспышкающей звезды и средней светимости вспышкающих звезд системы от ее возраста. Получены оценки для среднего значения и дисперсии начальной функции светимостей вспышкающих звезд.

1. *Введение.* Впервые Аро [1] высказал гипотезу о том, что стадия вспышкающей звезды в жизни красных карликовых звезд является закономерной и эволюционной, и следует за стадией звезды типа Т Тельца. Закономерность этой эволюционной стадии была подтверждена Амбарцумяном [2] путем оценки общего числа вспышкающих звезд в звездной системе Плеяды, которое оказалось одного порядка с общим числом карликовых звезд в нем.

Зависимость светимости ярчайшей вспышкающей звезды от возраста соответствующей системы, содержащей эти звезды, впервые была отмечена Аро и Чавира [3]: существует зависимость между наиболее ранним спектральным классом вспышкающей звезды и возрастом системы.

Впоследствии Кункель [4], используя данные о вспышкающих звездах двух систем (Плеяды, Гиады), подтвердил существование зависимости светимости ярчайшей вспышкающей звезды системы от ее возраста.

В дальнейшем зависимость средней светимости вспышкающих звезд данной системы от ее возраста была установлена Мирзояном и Бругяном [5], которая затем была подтверждена в работе [6] на основе наблюдательных данных ближайших систем. Было показано, что наблюдаемая функция светимости вспышкающих звезд смещается в сторону низких светимостей со старением системы.

Единственной системой, не удовлетворяющей данной зависимости, оказалась звездная ассоциация Моп ОВ1 (NGC 2264). Однако нами в [7], на основе метода оценки возрастов молодых ассоциаций с помощью известных отношений количеств вспышкающих звезд и звезд типа Т Тельца в них, были получены оценки возрастов некоторых звездных систем, в том числе и NGC 2264, которые показали, что данная зависимость имеет место для всех систем, рассмотренных в [6].

На рис.1 приводятся построенные на основе данных работы [6] зависимости светимости ярчайшей вспышкающей звезды от возраста системы и зависимость средней светимости вспышкающих звезд от возраста системы. Приведенные на рис.1 зависимости несколько отличаются от аналогичных зависимостей приведенных в [4] и [6]. Во-первых, здесь использованы значения возрастов молодых систем, полученные в [7], которые отличаются от использованных в [6] возра-

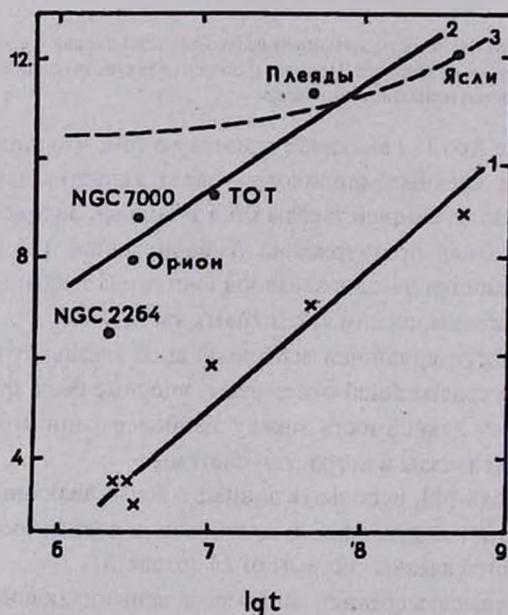


Рис.1 Кривая 1 и крестики — зависимость светимости ярчайшей вспышкающей звезды системы от возраста системы. Кривая 2 и точки — зависимость средней светимости вспышкающих звезд от возраста системы. Кривая 3 — теоретическая зависимость средней светимости вспышкающих звезд от возраста системы в случае нормального начального распределения светимостей вспышкающих звезд с параметрами распределения $\hat{m} = 10^{m.5}$ и $\hat{\sigma} = 3^m$.

стов. Во-вторых, в [6] с целью учета эффектов селекции наблюдательных данных, связанных с разными расстояниями исследуемых систем, были использованы только вспыхивающие звезды с абсолютной фотографической светимостью $m < 11^m$, которые доступны наблюдениям для всех рассмотренных систем. Введение такого ограничения было необходимо, чтобы доказать, что данная зависимость реальная, а не эффект селекции, однако само это ограничение также является селективным.

В частности, по сравнению с молодыми системами значительно переоценивается средняя светимость вспыхивающих звезд \bar{m} относительно старых систем, поскольку в них из-за смещения функции светимости вспыхивающие звезды, имеющие светимость $m > 11^m$, составляют большую часть. Поскольку старые системы наиболее близкие к нам, то в результате получается заниженный наклон зависимости (\bar{m}, lgt) , где t — возраст системы ($d\bar{m}/dlgt = 0.8$).

Несмотря на присутствие селективного эффекта расстояния, в настоящей работе использованы все имеющиеся данные без всяких ограничений на светимость. Снимая ограничение $m < 11^m$, можно надеяться получить более близкие к истинным значениям средние светимости вспыхивающих звезд и получить верхнюю оценку наклона зависимости (\bar{m}, lgt) . Действительно, неучет селективного эффекта расстояния приводит к сравнительной переоценке средних светимостей вспыхивающих звезд далеких и более молодых систем, что приводит к завышенному значению наклона зависимости $d\bar{m}/dlgt = 2.2$. Отсюда, для реального наклона зависимости имеем

$$0.8 < d\bar{m}/dlgt < 2.2$$

2. *О возможной интерпретации зависимости средней светимости вспыхивающих звезд от возраста системы.* Согласно работе [8] зависимость средней светимости вспыхивающих звезд системы от ее возраста является прямым следствием зависимости темпов эволюции звезд от их масс, в результате чего более массивные, т.е. более яркие звезды проходят стадию вспыхивающей звезды быстрее, чем менее массивные звезды низких светимостей. В пользу данной интерпретации говорит тот факт, что относительное число вспыхивающих звезд среди красных карликов резко возрастает при переходе от звезд высоких светимостей к звездам более низких светимостей (см. [9]).

Предположим, что начальная функция распределения светимостей вспыхивающих звезд одинакова для всех систем. Это позволит рассматривать данные системы как реализации одной системы в разных моментах времени. Сравнение функций распределения светимостей ярких звезд двух наиболее близких и хо-

рошо изученных систем — Плеяды и Ясли [10, 11], показывает, что это предположение справедливо, по крайней мере для этих систем.

В этом случае, выход ярких звезд в процессе эволюции из совокупности вспыхивающих звезд, естественно, приведет к смещению светимости ярчайшей вспыхивающей звезды и средней светимости вспыхивающих звезд системы в сторону низких светимостей. При этом, зависимость светимости ярчайшей вспыхивающей звезды системы от ее возраста, особенно для больших значений возраста системы, может интерпретироваться как зависимость между светимостью звезд и продолжительностью стадии вспышечной активности. Действительно, если возраст системы значительно больше характерного времени звездообразования, то можно считать, что все вспыхивающие звезды данной системы имеют одинаковый возраст, приблизительно равный возрасту системы. В этом случае, вспышечная активность указывает, что продолжительность стадии вспышечной активности у нее больше возраста системы. Для ярчайших же вспыхивающих звезд системы это означает, что продолжительность стадии вспышечной активности у них равна возрасту системы, поскольку чуть более яркие звезды уже покинули данную стадию.

3. Оценка параметров начальной функции светимости вспыхивающих звезд. Среднюю светимость вспыхивающих звезд можно представить в виде:

$$\bar{m}(t) = \frac{\int_{m_{\alpha}(t)}^{\infty} m dF}{\int_{m_{\alpha}(t)}^{\infty} dF}, \quad (1)$$

где $\bar{m}(t)$ — средняя светимость вспыхивающих звезд, $m_{\alpha}(t)$ — светимость ярчайшей вспыхивающей звезды, F — начальная функция светимости вспыхивающих звезд, t — возраст системы.

Разбив интеграл в числителе выражения (1) на две части, можно записать:

$$\bar{m}(t) = \frac{\int_{m_{00}}^{\infty} m dF - \int_{m_{00}}^{m_{\alpha}(t)} m dF}{\int_{m_{\alpha}(t)}^{\infty} dF}, \quad (2)$$

где m_{00} — светимость ярчайшей вспыхивающей звезды начальной функции светимости вспыхивающих звезд, т.е. $m_{00} = m_{\alpha}(0)$.

Поочередно выводя из-под интеграла $\int_{m_{00}}^{m_{10}} m dF$ величину m , соответственно как $m = m_{00}$ и $m = m_0$, из выражения (2) можно получить неравенство:

$$\frac{\hat{m} - m_0 \int_{m_0}^{m_0} dF}{\int_{m_0}^{\infty} dF} < \bar{m}(t) < \frac{\hat{m} - m_{00} \int_{m_{00}}^{m_0} dF}{\int_{m_0}^{\infty} dF}, \quad (3)$$

где $\hat{m} = \int_{m_{00}}^{\infty} m dF$ — средняя светимость вспыхивающих звезд начальной функции светимостей вспыхивающих звезд, т.е. $\hat{m} = \bar{m}(0)$.

Согласно смыслу функции распределения $F(m_{00}) = 0$, $F(\infty) = 1$. Учитывая это из (3) получим:

$$m_{00}F(m_0) + \bar{m} - \bar{m}F(m_0) < \hat{m} < m_0F(m_0) + \bar{m} - \bar{m}F(m_0). \quad (4)$$

Величины m_0 , \bar{m} непосредственно можно определить из наблюдаемых функций светимостей [6]. Поскольку $m_{00} = m_0(0)$, то величину m_{00} можно оценить экстраполируя наблюдаемую зависимость (m_0, lgt) (рис.1) на разумно малые значения lgt , из чего следует, $m_{00} = 2^m - 3^m$. Аналогичная процедура для определения величины \hat{m} не обоснована из-за гораздо меньшей точности определения кривой зависимости (\bar{m}, lgt) и может привести к большим ошибкам.

Величину m_{00} можно оценить также исходя из другого соображения. Следует ожидать, что светимость ярчайшей вспыхивающей звезды начальной функции светимостей по своему значению должна быть близка к светимостям ярчайших вспыхивающих звезд тех молодых систем, где идет процесс активного звездообразования (Орион, NGC 7000, NGC 2264). Это соображение тоже приводит к оценке $\sim 3^m$ (см.рис.1).

Величина $F(m_0)$ имеет следующий физический смысл. Она представляет долю тех вспыхивающих звезд, которые, согласно приведенной интерпретации, покинули стадию вспышечной активности ($m < m_0$), т.е. $F(m_0)$ есть доля нормальных звезд в общем числе карликовых звезд:

$$F(m_0) = \frac{N_n}{N_n + N_f}, \quad (5)$$

где N_n — число нормальных карликовых звезд, а N_f — число вспыхивающих звезд.

В настоящее время для большинства рассмотренных систем определение величин N_n , N_f сопряжено со значительными ошибками. В этом отношении наиболее хорошо изученной является система Плеяд, которая благодаря относительной близости и значительного по времени и объему наблюдений за вспышками звездами менее всех подвержена разным селективным эффектам.

Число N_n для системы Плеяды можно оценить из известных функций светимостей ярких звезд, приведенных в работах Джонса [12] и Стауффера и др. [10]. Оно порядка 150 — 200.

Число вспышкающих звезд в Плеядах можно оценить методом Амбарцумяна [2], с помощью наблюдательных данных. Согласно [13], оно порядка 1000. Однако при оценке числа вспышкающих звезд используются вспышки, среди которых есть вспышки, принадлежащие вспышкающим звездам поля и ложные вспышки, являющиеся ошибками наблюдений и обработок.

Учет вспышкающих звезд поля может приводить к понижению числа зарегистрированных ныне вспышкающих звезд системы Плеяды на 10% [14]. Более завышенные оценки, приведенные в [10, 15], в основном базируются на определении числа вспышкающих звезд поля с помощью изучения собственных движений звезд.

Однако в [16] показано, что вспышечная активность звезды является более надежным критерием принадлежности к системе, чем критерий принадлежности, основанный на собственных движениях. Этот вывод следует из того факта, что все звезды системы Плеяды, независимо от их вероятностей членства к системе, вычисленных на основе собственных движений [10], имеют четко выраженную тенденцию сконцентрироваться вокруг центра системы (см. рис.1 в [16]).

Согласно [15], процент ложных вспышкающих звезд может быть значительным среди звезд с одной зарегистрированной вспышкой с фотографической амплитудой вспышки $\Delta m < 1^m$, что по нашим грубым оценкам может приводить к занижению числа известных вспышкающих звезд не более 10%.

Поэтому примем, что в результате учета этих факторов число известных вспышкающих звезд может понизиться до 20%. В свою очередь, при использовании метода Амбарцумяна, это может до 30% понизить оценку полного числа вспышкающих звезд. Однако нужно иметь в виду, что сам метод Амбарцумяна дает лишь нижнюю оценку числа вспышкающих звезд [17]. Учет этого обстоятельства может вполне компенсировать данное понижение и даже больше. Поэтому, примем оценку $N_f = 1000$ [13] в качестве нижней оценки полного числа вспышкающих звезд. Из (5) получим $F(m_0) = 0.13 + 0.16$. Для значения $F(m_0) = 0.15$ из (4) получим оценку среднего значения начальной функции светимостей вспышкающих звезд:

$$10.^m.15 < \hat{m} < 10.^m.75 .$$

Изменение средней светимости вспыхивающих звезд $\Delta m = \bar{m} - \hat{m}$ за время жизни системы можно оценить из выражения:

$$F(m_o) (\bar{m} - m_o) < \Delta \bar{m} < F(m_o) (\bar{m} - m_{oo}) ,$$

которое непосредственно следует из (4).

Для системы Плеяды $\Delta \bar{m}$ порядка единицы ($0.66 < \Delta \bar{m} < 1.26$).

Аналогичным образом можно оценить дисперсию начальной функции светимостей вспыхивающих звезд. Для наблюдаемой дисперсии имеем:

$$\sigma^2 = \frac{\int_{m_o}^{\infty} (m - \bar{m})^2 dF}{\int_{m_o}^{\infty} dF}$$

или разбив интеграл в числителе на две части:

$$\sigma^2 = \frac{\int_{m_{oo}}^{\infty} (m - \bar{m})^2 dF - \int_{m_{oo}}^{m_o} (m - \bar{m})^2 dF}{\int_{m_o}^{\infty} dF} . \tag{6}$$

Поочередно выводя из-под интеграла $\int_{m_{oo}}^{m_o} (m - \bar{m})^2 dF$ величину $(m - \bar{m})^2$, соответственно как $(m - \bar{m})^2 = (m_o - \bar{m})^2$ и $(m - \bar{m})^2 = (m_{oo} - \bar{m})^2$, и учитывая, что $\int_{m_{oo}}^{\infty} (m - \bar{m})^2 dF = \sigma^2 + \Delta \bar{m}^2$, где $\sigma^2 = \int_{m_{oo}}^{\infty} (m - \hat{m})^2 dF$ — дисперсия начальной функции светимостей вспыхивающих звезд, из (6) получим:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^2 &> \sigma^2 + F(m_o) [(\bar{m} - m_o)^2 - \sigma^2] - \Delta \bar{m}^2 \\ \hat{\sigma}^2 &< \sigma^2 + F(m_o) [(\bar{m} - m_{oo})^2 - \sigma^2] - \Delta \bar{m}^2 . \end{aligned} \tag{7}$$

Наблюдаемое значение дисперсии светимостей вспыхивающих звезд системы Плеяды $\sigma^2 = 3$. Подставляя это значение в (7), для оценки дисперсии начальной функции светимостей вспыхивающих звезд получим:

$$4.5 < \hat{\sigma}^2 < 12.1 \quad \text{или} \quad 2.1 < \hat{\sigma} < 3.5 .$$

4. *Приближение нормального распределения.* Чтобы определить вид начальной функции светимостей вспыхивающих звезд, необходимо иметь приведенные на рис.1 зависимости (m_o, lgt) и (\bar{m}, lgt) с гораздо большей точностью и для более широкого диапазона времени.

Однако для значительной части вспыхивающих звезд продолжительность стадии вспышечной активности одного порядка и больше времени необходимого для полного или частичного распада физической системы, в которую они входят. Иначе говоря, значительное число звезд покидают материнскую систему и становятся звездами поля, не переставая быть вспыхивающими [14]. В результате полного или частичного распада системы процесс перехода вспыхивающих звезд в нормальные не находит своего завершения в физической системе, и поэтому трудно ожидать, что можно значительно расширить диапазон времени за счет возможного обнаружения старых систем вспыхивающих звезд и точно определить вид начальной функции светимости вспыхивающих звезд.

Однако рассмотрение видов наблюдаемых функций светимостей вспыхивающих звезд, приведенных в [6], дает некоторое основание принять нормальное распределение в качестве первого приближения начальной функции светимостей вспыхивающих звезд.

Допустим, что начальная функция светимостей является нормальной:

$$dF = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \hat{\sigma}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{m - \hat{m}}{\hat{\sigma}} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где \hat{m} — среднее значение, $\hat{\sigma}^2$ — дисперсия светимостей начальной функции светимостей вспыхивающих звезд.

Подставляя (8) в (1) можно получить соотношение между средней светимостью вспыхивающих звезд и светимостью ярчайшей вспыхивающей звезды:

$$\bar{m} = \hat{m} + \frac{\hat{\sigma}}{R \left(\frac{m_o - \hat{m}}{\hat{\sigma}} \right)}, \quad (9)$$

где R — известное в математической статистике отношение Миллса (см. напр. [18]).

Используя наблюдаемую зависимость (m_o, lgt) (рис.1), с помощью соотношения (9) можно построить ожидаемую зависимость средней светимости вспыхивающих звезд от возраста системы в случае начального нормального распределения. При построении зависимости, приведенной на рис.1, были использованы значения параметров $\hat{m} = 10^m$, $\hat{\sigma} = 3^m$, в соответствии с пол-

учеными выше оценками. Как видно из рис.1 согласие с наблюдаемой зависимостью хорошее для наиболее близких и старых систем (Плеяды, Ясли).

В приближении нормального начального распределения светимостей вспыхивающих звезд можно оценить также среднюю продолжительность стадии вспышечной активности. Выше было отмечено, что зависимость светимости ярчайшей вспыхивающей звезды от возраста системы ($m_0, \lg t$) может интерпретироваться как зависимость между светимостью и продолжительностью стадии вспышечной активности, т.е. как ($m, \ln T$), где T — продолжительность стадии вспышечной активности.

Как видно из рис.1 данная зависимость хорошо представляется в линейной форме:

$$m = a \ln T + b, \quad (10)$$

где $a = 1.1$ и $b = -11.8$ определяются из зависимости ($m_0, \lg t$) (рис.1).

Подставляя (10) в (8) можно получить логарифмически нормальную функцию распределения продолжительностей стадий вспышечной активности:

$$\varphi(T) dT = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \frac{\hat{\sigma}}{a}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln T - \overline{\ln T}}{\frac{\hat{\sigma}}{a}} \right)^2 \right]$$

со средним значением $\overline{\ln T} = \frac{\hat{m} - b}{a}$ и с дисперсией $\left(\frac{\hat{\sigma}}{a} \right)^2$. Значения коэффициентов a и b определяют среднюю продолжительность стадии вспышечной активности:

$$\overline{\ln T} = 20 \quad \text{или} \quad 5.10^8 \text{ л.}$$

Среди молодых далеких систем, в смысле статистики вспыхивающих звезд наиболее хорошо изученной является система вспыхивающих звезд ассоциации Ориона. Однако из-за сравнительно большого расстояния данной системы в настоящее время зарегистрированы вспышки лишь у звезд с $m < 12^m - 13^m$. При этом для вспыхивающих звезд самых низких светимостей минимальная амплитуда регистрируемой вспышки порядка $4^m - 5^m$ и больше. Естественно, что в данном случае теряется значительное число вспыхивающих звезд низких светимостей с меньшими амплитудами вспышек.

Сравнивая наблюдаемую функцию светимостей вспыхивающих звезд с нормальным распределением, можно учитывать вклад возможных селективных эффектов в оценке общего числа вспыхивающих звезд. Для этого на рис.2 приводится наблюдаемая функция светимостей вспыхивающих звезд системы Ори-

она (из [6]) в сравнении с нормальным распределением, которое рассматривалось выше в качестве первого приближения к начальной функции светимостей. Приведенные на рис.2 распределения нормированы так, чтобы было хорошее совпадение левых крыльев распределений (соответствующих ярким звездам) свободных от селективного эффекта расстояния.

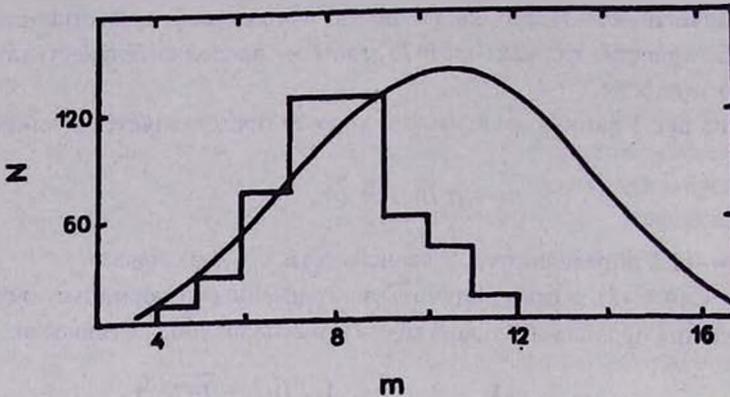


Рис.2 Наблюдаемое распределение светимостей вспыхивающих звезд системы Ориона (гистограмма) и его сравнение с нормальным распределением с параметрами $\hat{m} = 10.^m5$ и $\hat{\sigma} = 3.^m$.

Как видно из рис.2 учет селективного эффекта может значительно, по крайней мере в два раза, повысить число вспыхивающих звезд, которое в настоящее время оценено 2000 [19].

5. *О возможной роли уменьшения светимостей звезд.* Вспышечная активность звезды является проявлением или следствием неравновесного физического состояния звезды, что дает основание допустить, что в течение вспышечной стадии, по мере приближения к равновесному состоянию, светимость звезды может значительно измениться. Естественно, уменьшение светимостей звезд внесет определенные изменения в рассмотренные зависимости. В частности, оно приведет к смещению не только средней светимости вспыхивающих звезд и светимости ярчайшей вспыхивающей звезды, но и к смещению максимума наблюдаемой функции светимостей вспыхивающих звезд. Такое смещение намечается, например, при сравнении функций светимостей вспыхивающих звезд систем ТОТ и Плеяды/Ясли. Это смещение ($\sim 2.^m$) трудно объяснить влиянием селективных эффектов, поскольку данные системы находятся почти на одинаковом расстоянии.

Исходя из этого можно допустить, что уменьшение светимостей вспыскивающих звезд вносит определенный вклад в зависимость средней светимости вспыскивающих звезд от возраста системы. Предварительный анализ показывает, что учет уменьшения светимостей вспыскивающих звезд приведет к понижению оценок величин \hat{m} , $\hat{\sigma}$, и N_f — число вспыскивающих звезд в Орионе, полученных в п.3,4.

6. Заключение. Рассмотрены зависимости светимости ярчайшей вспыскивающей звезды системы и средней светимости вспыскивающих звезд в ней от возраста системы. Оставаясь в рамках интерпретации данных зависимостей, предложенной в [8], в этой работе оценены параметры (среднее значение, дисперсия) начальной функции светимостей вспыскивающих звезд. В приближении нормального распределения оценены также средняя продолжительность стадии вспышечной активности и влияние селективного эффекта расстояния. Предложено альтернативное объяснение наблюдаемых зависимостей, в котором учитывается, что светимости отдельных вспыскивающих звезд со временем могут уменьшаться. Имеющиеся на сегодняшний день наблюдательные данные не позволяют однозначно определить относительный вклад этого фактора в формировании данных зависимостей.

В заключение выражаю благодарность проф. Л.В. Мирзояну за весьма полезное обсуждение данной работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

ON THE RELATION BETWEEN MEAN LUMINOSITY OF FLARE STARS AND AGE OF SYSTEM.

A.A. AKOPIAN

Dependences of the luminosity of the brightest flare stars in the system, mean luminosity of all flare stars in it from the age of the corresponding system are considered. Mean value and dispersion of initial luminosity function of flare stars are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Haro*, Non — Stable Stars IAU symp. №3, ed. G.H.Herbig, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1957, p.26.
2. *В.А.Амбарцумян*, Звезды, туманности, галактики, АН Арм ССР, Ереван, 1969, с.283.
3. *G.Haro, E.Chavira*, Vistas in Astrofísica, 8, 1966, p.89.
4. *W.Kunkel*, Variable stars and Stellar Evolution, eds. V.S. Prerwood, L. Plaut, IAU symp. №67, Reidel, Dordrecht, 1975, p.75.
5. *Л.В.Мирзоян, Г.А.Брутян*, Астрофизика, 16, 97, 1980.
6. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян*, Астрофизика, 28, 375, 1988.
7. *А.А.Акопян*, Астрофизика, 37, 277, 1993.
8. *L.V.Mirzoyan*, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam, №110, Band 32, Heft 3, 1982.
9. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян*, Астрофизика, 31, 259, 1989.
10. *J.Stauffer, A.Klemola, C.Prosser, R.Probst*, Astron. J., 101, 980, 1991.
11. *V.F.Jones, J.R.Stauffer*, Astron. J., 102, 1080, 1991.
12. *V.F.Jones*, Astron. J., 75, 563, 1970.
13. *Л.В.Мирзоян, Г.Б.Оганян*, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, АН Арм ССР, Ереван, 1986, с.86.
14. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян*, Астрофизика, 29, 531, 1988.
15. *G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez*, Boll. Inst. Tonanzintla, 3, 3, 1982.
16. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Л.Мирзоян*, Астрофизика, 36, 396, 1993.
17. *В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсаян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова*, Астрофизика, 6, 3, 1970.
18. *М.Кендалл, А.Стьюарт*, Теория распределения, Наука, М., 1966.
19. *Р.Нацалшвили*, Вспыхивающие звезды в Орионе и в Плеядах, кандидатская диссертация, Бюраканская астрофизическая обсерватория, 1988.

УДК:52:531.51

МНОГОМЕРНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ В ЭФФЕКТИВНОЙ СТРУННОЙ ГРАВИТАЦИИ. I

А.А.СААРЯН

Поступила 24 июля 1995

Принята к печати 27 августа 1995

Рассмотрены многомерные космологические модели в низкоэнергетической полевой теории струн с бозонным гравитационным сектором содержащим метрику, поле дилатона и антисимметричное поле Калба–Рамона. Исследованы конформные свойства действия и показано, что в общем конформном представлении теория эквивалентна обобщенной скалярно–тензорной теории с зависимостью лагранжиана негравитационной материи от дилатона. Найдены точные решения плоской однородной анизотропной модели со структурой $R \times M^1 \times \dots \times M^p$ и с уравнением состояния $p_i = a_i \epsilon$ в подпространстве M^1 . Обсуждается картина космологической эволюции в различных конформных представлениях.

1. *Введение.* Гипотеза о многомерности пространственно–временного многообразия является одной из наиболее старых и вместе с тем плодотворных на пути объединения различных физических взаимодействий. Еще в двадцатых годах Калуза и Клейн высказали предположение, что гравитация и электромагнетизм могут быть объединены в рамках единой 5–мерной гравитации. В настоящее время интерес к многомерным теориям обусловлен возможностью включения в эту схему неабелевых калибровочных полей [1–3]. Основная идея состоит в том, что бозонные поля переносчиков физических взаимодействий интерпретируются как компоненты метрики многомерного пространства–времени. Эти поля являются калибровочно–симметричными, если пространство, образованное дополнительными координатами, обладает соответствующей группой изометрии. Калибровочные преобразования в четырехмерии являются координатными преобразованиями дополнительных измерений. Тем самым гравитация и калибровочные теории объединяются в том смысле, что калибровочные симметрии реализуются как пространственно–временные симметрии. Наблюдаемая

четырёхмерность пространства-времени в этих теориях объясняется малыми размерами пространства дополнительных измерений. В моделях с динамической компактификацией эта малость достигается в процессе эволюции Вселенной [4-6]. Другая возможность заключается в предположении, что дополнительные размерности являются статическими, начиная с самых ранних стадий, когда они имели размер порядка планковской (см., например, [7-10] и приведенные там ссылки).

В последнее время интерес к многомерным моделям особенно возрос в связи с бурным развитием исследований по теории струн и суперструн [11-12], являющимися наиболее реальными кандидатами квантовой теории гравитации. Одним из наиболее замечательных результатов струнных моделей является предсказание размерности D пространства-времени. Оказывается, что соответствующие квантовые теории непротиворечивым образом могут быть построены лишь при определенных значениях D ($D=26$ в теории бозонных струн и $D=10$ в теории суперструн). В низкоэнергетическом пределе теория струн эквивалентна эффективной локальной полевой теории, действие которой в древесном приближении и в ведущем порядке по натяжению струны имеет вид [13-17]

$$S = \int d^D x \sqrt{-\tilde{G}} e^{-2\varphi} \left[-\frac{1}{16\pi k_D} \left(R + 4\tilde{\partial}^M \varphi \partial_M \varphi - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{12} H_{MNP} \tilde{H}^{MNP} \right) + L_m(\psi) \right], \quad (1)$$

где \tilde{G}_{MN} , φ , — D -мерная метрика и поле дилатона, которые вместе с антисимметричным полем Калба-Рамона B_{MN} с напряженностью

$$H_{MNP} = \partial_P B_{MN} + \partial_N B_{PM} + \partial_M B_{NP} \quad (2)$$

составляют бозонный гравитационный сектор теории, L_m — лагранжиан других полей ψ , независящий в рассматриваемом приближении от поля дилатона, k_D — D -мерная гравитационная постоянная с размерностью (длина) ^{$D-2$} . Здесь и ниже индексы, обозначаемые большими латинскими буквами, пробегают значения $0, 1, \dots, D-1$ и принята сигнатура метрики $(+, -, \dots, -)$. Символ \sim над буквой означает, что соответствующие величины рассматриваются в струнном конформном представлении.

Соответствующая четырехмерная теория может быть получена стандартным образом путем редукции действия (1). Такая теория обычно рассматривается как возможная основа для реализации сценария растянутой инфляции [18-20] в ранних стадиях расширения Вселенной, где в отличие от обычной экспоненци-

альной де-ситтеровской инфляции, расширение происходит по степенному закону t^s , $s > 1$. В работе [21] показано, что для редукции с постоянным в струнных единицах внутренним пространством и нулевым антисимметричным тензором решения, описывающие растянутую инфляцию, отсутствуют (для показателя s получается значение $s=1$). В предыдущей работе автора [22] найдены такие решения для схемы редукции с переменным внутренним пространством, масштабный фактор которого меняется по закону $e^{\sigma\varphi}$ с произвольной постоянной C и значением $s > 1$ при $C \neq 0$. В данной статье показывается, что внутренние пространства такого типа являются частными решениями основанных на (1) многомерных космологических уравнений. В разделе 2 рассмотрены конформные свойства действия (1). В наиболее общем конформном представлении оно представляется в виде многомерной обобщенной скалярно-тензорной теории гравитации, характерной чертой которой является зависимость негравитационной части лагранжиана от поля дилатона. Соответствующие уравнения поля выведены в разделе 3. Далее рассматривается многомерная однородная анизотропная космологическая модель со структурой $R \times M^1 \times \dots \times M^n$. Найдены точные решения модели в случае плоских подпространств M^l (о некоторых классах частных решений с подпространствами отрицательной кривизны см. [23, 24]). В частности показано, что имеется класс решений со степенной зависимостью от времени масштабных факторов этих подпространств. Исследовано поведение общего решения в различных предельных случаях. Отметим, что четырехмерные однородные анизотропные структурные космологические модели с антисимметричным тензором Калба-Рамова недавно рассматривались в [25-27].

2. Конформные представления. Любая физическая теория может быть задана в различных математических представлениях [28]. В зависимости от исследуемого вопроса может оказаться удобным то или иное из них. Например, скалярно-тензорные теории гравитации [29] обычно рассматриваются в двух стандартных представлениях: представлении Йордана, в котором пробные частицы движутся геодезически, но полевые уравнения заметно отличаются от эйнштейновских, и конформно преобразованное представление, когда движение пробных частиц отлично от геодезических, но полевые уравнения имеют вид эйнштейновских. В частности, это позволяет по известным решениям одной теории генерировать решения другой (см., например, [30, 31]).

В этом разделе мы рассмотрим различные конформные представления действия (1) соответствующие конформным преобразованиям

$$\tilde{G}_{MN} = e^{\sigma\varphi} G_{MN} \quad (3)$$

метрики с произвольной постоянной c . С помощью известного закона преобразования D -мерного скаляра Риччи после некоторых преобразований оно представится в виде

$$S = \int d^D x \sqrt{-G} e^{-2\varphi} \left[\frac{1}{16\pi k_D} \left(-\Phi R + \omega \delta^M \Phi \partial_M \Phi / \Phi + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{12} \Phi^{1-2c/b} H_{MNP} H^{MNP} \right) + \bar{L}_m \left(\Phi, G_{MN}, \psi \right) \right] \quad (4)$$

с новым скалярным полем

$$\Phi = e^{b\varphi}, \quad b = Dc/2 - c - 2 \neq 0, \quad (5)$$

параметром

$$\omega = -1 - \frac{1 - 4/b^2}{D - 2} \quad (6)$$

и эффективным негравитационным лагранжианом

$$\bar{L}_m = \Phi^{1+c/b} L_m \left(\Phi^{c/b} G_{MN}, \psi \right) \quad (7)$$

Действие (4) представляет обобщенную скалярно-тензорную теорию с зависимостью негравитационного лагранжиана от скалярного поля Φ . Струнное представление соответствует значению $c = 0$, когда $\omega = -1$. При $b = 0$ реализуется эйнштейновское представление (см., например, [22]):

$$S = \int d^D x \sqrt{-G} \left[-\frac{1}{16\pi k_D} \left[R - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4}{D-2} \delta^M \varphi \partial_M \varphi - \frac{1}{12} \exp \left(-\frac{8\varphi}{D-2} \right) H_{MNP} H^{MNP} \right] + \right. \\ \left. + \exp \left(\frac{4\varphi}{D-2} \right) L_m \left(\exp \left(\frac{4\varphi}{D-2} \right) G_{MN}, \psi \right) \right], \quad (8)$$

где в отличие от струнного представления кинетический член поля дилатона входит с положительным знаком. Отметим, что выбором конформного представления (параметра c) зависимость лагранжиана L_m от скалярного поля Φ в общем случае невозможно устранить, т.е. для (4) представление Йордана, вообще говоря, не существует. Однако для конкретных лагранжианов такое представление может оказаться реализуемым. Примером является лагранжиан с конформным весом β , для которого

$$\bar{L}_m = \Phi^{1+(1+\beta)c/b} L_m(G_{MN}, \psi). \quad (9)$$

Выбор конформного представления согласно

$$1 + (1 + \beta)c/b = 0 \quad (10)$$

исключает поле дилатона из негравитационной части лагранжиана. Исключением является случай $\beta = -1$.

3. Уравнения поля. Уравнения поля многомерной эффективной струнной гравитации в общем конформном представлении (об уравнениях поля и космологических моделях в эйнштейновском представлении см. приложение) получаются вариацией действия (4) и имеют вид (об аналогичных уравнениях в четырехмерии см. [22,29,32])

$$R_{MN} - \frac{1}{2} G_{MN} R = \frac{8\pi k_D}{\Phi} T_{MN} + \frac{\omega}{\Phi^2} \left(\partial_M \Phi \partial_N \Phi - \frac{1}{2} G_{MN} \partial_P \Phi \partial^P \Phi \right) + \Phi^{-1} \left(D_M D_N \Phi - G_{MN} \square \Phi \right),$$

$$\square \Phi - \frac{1}{2} \partial_M \Phi \partial^M \Phi / \Phi + \frac{\Phi}{2\omega} \left[R - \frac{16\pi k_D}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta\Phi} \right] = 0, \quad (11)$$

$$D_M \left(\Phi^{1-2\alpha/b} H^{MNP} \right) = \partial_M \left(\sqrt{-G} \Phi^{1-2\alpha/b} H^{MNP} \right) = 0,$$

где D_M — ковариантная производная по метрике G_{MN} , $\square = G^{MN} D_M D_N$ — многомерный ковариантный даламбертиан,

$$L = \bar{L}_m + L_H, \quad L_H = \frac{1}{16\pi k_D} \cdot \frac{1}{12} \Phi^{1-2\alpha/b} H_{MNP} H^{MNP}. \quad (12)$$

Тензор энергии-импульса определяется стандартным образом

$$T_{MN} = \frac{2}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(\sqrt{-G}L)}{\delta G^{MN}} = T_{MN}^{(m)} + T_{MN}^{(H)}. \quad (13)$$

В частности, для антисимметричного поля

$$T_{MN}^{(H)} = \frac{1}{32\pi k_D} \Phi^{1-2\alpha/b} \left(H_{MN}^2 - \frac{1}{6} G_{MN} H^2 \right), \quad H_{MN}^2 \equiv H_{MKL} H_N^{KL},$$

$$H^2 \equiv H_{MKL} H^{MKL}. \quad (14)$$

Исключая R с помощью свертки первого уравнения (11)

$$R = -\frac{16\pi k_D}{(D-2)\Phi} T + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_P \Phi \partial^P \Phi + 2 \frac{D-1}{D-2} \frac{\square \Phi}{\Phi} \quad (15)$$

первые два уравнения системы (11) можно записать в виде

$$R_{MN} = \frac{8\pi k_D}{\Phi} \left(T_{MN} - \frac{G_{MN}}{D-2} T \right) + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_M \Phi \partial_N \Phi + \Phi^{-1} \left(D_M D_N \Phi + \frac{G_{MN}}{D-2} \square \Phi \right) \\ \square \Phi + \frac{b}{12} \Phi^{1-2\omega/b} H^2 = 2\pi b^2 k_D \left[T^{(m)} + \frac{D-2}{\sqrt{-G}} \Phi \frac{\delta(\sqrt{-G} L_m)}{\delta \Phi} \right]. \quad (16)$$

Следствием уравнений гравитационного поля является ковариантное уравнение непрерывности для тензора энергии-импульса

$$D_M T_N^M = -\frac{1}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta \Phi} \partial_N \Phi. \quad (17)$$

Аналогичное уравнение имеет место и для отдельных слагаемых в правой части равенства (13).

Уравнения поля несколько упрощаются в случае лагранжианов с конформным весом β (см. (9)), для которых согласно теореме Эйлера для однородных функций

$$T^{(m)} = -(\beta + D) \bar{L}_m \quad (18)$$

и поэтому

$$\frac{\Phi}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(\bar{L}_m \sqrt{-G})}{\delta \Phi} = -\frac{1 + (1 + \beta)c/b}{2\beta + D} T^{(m)}. \quad (19)$$

Аналогичные соотношения с $\beta = -3$ имеют место и для лагранжиана L_H .

4. *Космологические модели.* Одним из возможных областей, где струнные эффекты могут иметь важное значение, является ранняя Вселенная. В качестве модели мы рассмотрим многомерное пространство-время со структурой $R \times M^1 \times \dots \times M^n$, где R — соответствует временной координате, M^i , $i = 1, 2, \dots, n$ — максимально-симметричное пространство размер-

ности n_i и со скалярной кривизной $k_i, \sum n_i = D - 1$. D -мерная метрика может быть представлена в виде

$$G_{MN} = \text{diag} (1, \dots, -R_i^2(t) g_{l_i m_i}^{(i)}, \dots) , \quad (20)$$

где R_i — масштабный фактор подпространства M^i с метрикой $g_{l_i m_i}^{(i)}$, индексы l_i, m_i , принимают значения, соответствующие этому подпространству. Тензор Риччи метрики $g^{(i)}$ нормирован таким образом, чтобы $R_{l_i m_i}^{(i)} = k_i(n_i - 1) g_{l_i m_i}^{(i)}$, где $k_i = 0, \pm 1$. Скалярная кривизна соответственно равна $R^{(i)} = k_i n_i(n_i - 1)$, а гравитационный скаляр зависит только от времени: $\Phi = \Phi(t)$.

Из первого уравнения (11) для метрики (20) следует диагональность тензора энергии-импульса и равенство его компонент в пространстве M^i . Введя соответствующие обозначения можно написать

$$T_o^o = \varepsilon, T_m^l = -p_i \delta_m^l, T_M^N = \text{diag} (\varepsilon, \dots, -\delta_{m_i}^l p_i, \dots) . \quad (21)$$

Система уравнений поля запишется в виде

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\dot{R}_i}{R_i} \right) + \frac{\dot{R}_i}{R_i} \sum_{m=1}^n n_m \frac{\dot{R}_m}{R_m} + k_i \frac{n_i - 1}{R_i^2} + \frac{\dot{R}_i \dot{\Phi}}{R_i \Phi} = \\ & = \frac{8\pi k_D}{\Phi} \left[p_i + \frac{b^2}{4} (\omega + 1) T - \frac{b^2 \Phi}{4\sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta\Phi} \right] , \\ & \ddot{\Phi} + \dot{\Phi} \sum_{m=1}^n n_m \frac{\dot{R}_m}{R_m} = 2\pi b^2 \left[T + \frac{D-2}{\sqrt{-G}} \Phi \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta\Phi} \right] , \quad (22) \\ & \left(\sum_{m=1}^n n_m \frac{\dot{R}_m}{R_m} \right)^2 - \sum_{m=1}^n n_m \left[\left(\frac{\dot{R}_m}{R_m} \right)^2 - 2 \frac{\dot{R}_m}{R_m} \frac{\dot{\Phi}}{\Phi} - k_m \frac{n_m - 1}{R_m^2} \right] - \\ & - \omega \left(\frac{\dot{\Phi}}{\Phi} \right)^2 = \frac{16\pi k_D}{\Phi} \varepsilon , \end{aligned}$$

где последнее уравнение представляет собой δ — компоненту первого уравнения

(11), $T = \varepsilon - \sum_{i=1}^n n_i p_i$, точка над буквой означает производную по времени. Из

(17) теперь имеем

$$\dot{\varepsilon} + \sum_{m=1}^n n_m (\varepsilon + p_m) \frac{\dot{R}_m}{R_m} = - \frac{\dot{\Phi}}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(\sqrt{-G} L)}{\delta\Phi} . \quad (23)$$

Далее мы предположим, что вариационную производную лагранжиана в левых частях уравнений (22) можно представить в виде линейной комбинации плотности энергии и давлений [33]

$$\frac{\Phi}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta\Phi} = \alpha_0 \varepsilon + \sum_{i=1}^n \alpha_i p_i , \quad (24)$$

где $\alpha_i, i = 0, 1, \dots, n$ — безразмерные постоянные. Для лагранжианов с конформным весом β , сравнивая (24) с (19), для коэффициентов α_i находим

$$\alpha_0 = - \frac{1 + c(1 + \beta)/b}{2\beta + D} , \quad \alpha_i = - \alpha_0 n_i , \quad i = 1, \dots, n , \quad (25)$$

в частности, в струнном представлении и в представлении Йордана $\alpha_0 = -1/(2\beta + D)$ и $\alpha_0 = 0$, соответственно.

В дальнейшем удобно ввести следующие обозначения

$$y_i = n_i \dot{R}_i / R_i , \quad y_{n+1} = \dot{\Phi} / \Phi , \quad a_{ii} = 1 - \delta_{ii} / n_i , \quad a_{n+1, n+1} = -\omega , \quad (26)$$

$$i = 1, 2, \dots, n ,$$

с помощью которых система (22) запишется в более компактном виде

$$\dot{y}_i + y_i \sum_m y_m + k_i n_i \frac{n_i - 1}{R_i^2} = \frac{16\pi k_D}{\Phi} b_i \varepsilon , \quad i = 1, \dots, n+1 , \quad k_{n+1} = 0 , \quad (27a)$$

$$\frac{16\pi k_D}{\Phi} \varepsilon = \sum_{i,m} a_{im} y_i y_m + \sum_i k_i n_i \frac{n_i - 1}{R_i^2} . \quad (27b)$$

Здесь и ниже, если не написаны пределы суммирования, то подразумевается, что суммирование проводится от 1 до $n+1$. Введены также новые обозначения

$$b_i = \frac{1}{2} n_i \left[a_i + \frac{b^2}{4} (\omega + 1) \left(1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m \right) - \frac{b^2}{4} \left(\alpha_0 + \sum_{m=1}^n \alpha_m a_m \right) \right] , \quad i = 1, 2, \dots, n ,$$

$$b_{n+1} = \frac{b^2}{8} \left[1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m + (D - 2) \left(\alpha_0 + \sum_{m=1}^n \alpha_m a_m \right) \right] , \quad (28)$$

где

$$a_i = p_i/\varepsilon . \quad (29)$$

В частности, для лагранжианов с конформным весом β с учетом (25) получим

$$\begin{aligned} b_i &= n_i \left[a_i + b^2 \left(1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m \right) (\omega + 1 - \alpha_o) / 4 \right] / 2 , \\ b_{n+1} &= b^2 \left(1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m \right) [1 + \alpha_o (D - 2)] / 8 . \end{aligned} \quad (30)$$

Конкретные значения этих коэффициентов для некоторых чисто гравитационных моделей ($L_m = 0$) с антисимметричным полем Колба-Рамона приведены во второй части работы.

Уравнение непрерывности (23) теперь запишется в виде

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon} + \sum_{m=1}^n (1 + a_m) y_m + \left(\alpha_o + \sum_{m=1}^n a_m \alpha_m \right) y_{n+1} = 0 . \quad (31)$$

В случае уравнений состояния с постоянными a_i оно непосредственно интегрируется

$$\varepsilon = \text{const } \Phi^{-\alpha_o} \sum a_m \prod_{i=1}^n R_i^{-n_i(1+a_i)} . \quad (32)$$

В частности, для пылевидной материи $a_i = 0$ мы получим $\varepsilon \sim 1/V$, где V — объем многомерного пространства.

Пусть масштабный фактор R_i сначала возрастает, достигает максимального значения в некоторый момент времени t_{im} и далее монотонно убывает. максимума $\ddot{R}_i = 0$ и $\dot{R}_i < 0$ и из уравнения (27а) имеем

$$\ddot{R}_i/R_i + k_i(n_i - 1)/R_i^2 = 8\pi k_D b_i \varepsilon / \Phi , \quad \text{при } t = t_{im} .$$

При $k_i \leq 0$ и для решений с положительной плотностью энергии отсюда следует, что $b_i < 0$, т.е. для динамически компактифицированных подпространств соответствующие значения коэффициентов (28) отрицательны.

5. Плоская космологическая модель. Особые решения. Система уравнений (27) в случае плоских подпространств M^i , $k_i = 0$, $i = 1, \dots, n$, примет вид

$$y_i + y_i \sum_m y_m = b_i f , \quad i, m = 1, \dots, n+1 ,$$

$$16\pi k_D \varepsilon / \Phi = f(y_i) = \sum_{i,m} a_{im} y_i y_m, \quad (33)$$

где коэффициенты b_i , a_{im} определены в (26) и (28). Аналогичные системы (с $i = 1, 2$) возникают и в ряде других теорий гравитации (см., например, [6, 22, 34–36]). Предположим, что $y_1 \neq 0$, т.е. подпространство M^1 не является статическим. Введем новые переменные

$$u_i = y_i / y_1, \quad d\eta = y_1 dt, \quad (34)$$

с помощью которых (33) можно записать в виде

$$du_i / d\eta = (b_i - b_1 u_i) f(u_m). \quad (35)$$

При $y_1 = 0$ в качестве знаменателя отношения (34) можно взять любое другое отличное от нуля y_m . Прежде всего из (35) непосредственно следует, что при $b_1 \neq 0$ и постоянных a_i (см. (29)) имеется частное решение

$$u_i = b_i / b_1, \quad (36)$$

а также класс решений

$$u_i = \text{const}, \quad f(u_i) = 0, \quad (37)$$

являющихся вакуумными решениями, так как для них $\varepsilon = 0$. Пусть u_i отлично от значений (36) и (37). Из уравнений (35) следует следующая связь между различными функциями u_i

$$u_i = c_{im} u_m + (b_i - c_{im} b_m) / b_1 \quad (38)$$

(по m нет суммирования), где c_{im} постоянные интегрирования, удовлетворяющие условиям $c_{ii} = 1$, $c_{1m} = 0$, $m \neq 1$. Выбирая, например, $m = 2$ мы получаем следующую связь между исходными функциями y_i :

$$y_i = \sum_{m=1}^2 c_{im} y_m, \quad c_{12} = c_{21} = 0, \quad c_{11} = c_{22} = 1, \quad c_{i1} = (b_i - c_{i2} b_2) / b_1. \quad (39)$$

Таким образом, все функции y_i , $i = 3, \dots, n+1$ выражаются в виде линейной комбинации y_1 и y_2 . В работе [22] рассмотрена четырехмерная эффективная струнная гравитация с редукционным анзацем $y_i \sim \dot{\Phi} / \Phi = y_{n+1}$, $i = 2, \dots, n$. Теперь мы видим, что такой вариант является частным случаем рассматриваемой здесь многомерной модели со значениями постоянных $c_{i2} = b_i / b_2$.

С учетом (39) плотность энергии выражается через функции y_1 , y_2 :

$$f = \sum_{m,p=1}^2 A_{mp} y_m y_p, \quad A_{mp} = \sum_{ll} a_{il} c_{im} c_{lp}. \quad (40)$$

В силу соотношений (39) достаточно рассмотреть лишь первые два уравнения системы (33). Введя новые функции

$$x = c_1 y_1, \quad y = c_2 y_2, \quad c_l = \sum_l c_{ll}, \quad l=1,2 \quad (41)$$

и предполагая, что $A_{22} \neq 0$ запишем их в виде

$$\dot{x} + x(x+y) = h_1 F(x,y), \quad \dot{y} + y(x+y) = h_2 F(x,y), \quad (42)$$

где введены следующие обозначения

$$h_1 = c_1 b_1 A_{22} / c_2^2, \quad h_2 = b_2 A_{22} / c_2 \\ F(x,y) = y^2 + 2d_2 yx + d_3 x^2, \quad d_2 = c_2 A_{12} / c_1 A_{22}, \quad d_3 = c_2^2 A_{11} / c_1^2 A_{22}. \quad (43)$$

Система (42) допускает первый интеграл. Действительно, вычитая из первого уравнения умноженного на h_2 , второе уравнение умноженное на h_1 , и интегрируя полученное уравнение, находим

$$x(w - w_0) R_1^{c_1 n_1} R_2^{c_2 n_2} = \text{const}, \quad w_0 = h_2 / h_1, \quad w = y/x. \quad (44)$$

С учетом соотношения $R_1^{c_1 n_1} R_2^{c_2 n_2} = V\Phi$ ($V = \prod_{i=1}^n R_i^{n_i}$ — объем многомерного пространства), являющимся простым следствием соотношений (39), (41), предыдущую формулу можно записать также в виде

$$x(w - w_0) V\Phi = \text{const}. \quad (45)$$

Заметим, что значение постоянной в правой части, вообще говоря, различно в областях $w > w_0$ и $w < w_0$. Из (45), в частности, следует, что $xV\Phi \rightarrow \infty$ при $w \rightarrow w_0$.

Уравнения (42) представляют собой автономную динамическую систему второго порядка, для решения которой удобно ввести новое переменное w согласно

$$y = wx \quad (46)$$

и записать в виде

$$\frac{dw}{d\xi} = h_1 (w_0 - w)F(1, w), \quad \frac{d \ln |x|}{d\xi} = h_1 F(1, w) - w - 1, \quad (47)$$

где

$$d\xi = xdt, \quad \xi = \ln R_1^{n_1 c_1}. \quad (48)$$

Плотность энергии можно найти из формулы

$$\frac{8\pi k_D}{\Phi} \varepsilon = \frac{A_{22}}{c_2^2} x^2 F(1, w). \quad (49)$$

Из первого уравнения (47) следует, что имеются решения вида

$$w = w_l, \quad y = w_l x, \quad l = 0, 1, 2, \quad (50)$$

где $w_{1,2}$ корни уравнения $F(1, w) = 0$ (случай, когда это уравнение не имеет корней см. вторую часть работы):

$$w_{1,2} = -d_2 \pm \sqrt{d_2^2 - d_3} \quad (51)$$

Чтобы найти эти решения подставим $y = w_l x$ в первое уравнение (42):

$$\dot{x} = s_l x^2, \quad s_l \equiv h_1 F(1, w_l) - w_l - 1. \quad (52)$$

Здесь и ниже индекс l принимает значения 0, 1, 2.

При значениях параметров, для которых $s_l = 0$ имеем следующие решения

$$R_i = R_{i0} e^{\bar{H}_i t}, \quad \bar{H}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{l=1}^2 c_{il} n_l \bar{H}_l, \quad i = 1, \dots, n+1, \quad (53)$$

где $R_{n+1} = \Phi$, $n_{n+1} = 1$,

$$\bar{H}_1 = \dot{R}_1 / R_1 = \text{const}, \quad \bar{H}_2 = w_1 \bar{H}_1 \frac{n_1 c_1}{n_2 c_2}.$$

При $s_l \neq 0$ интегрируя уравнение (52) с учетом (50) и соотношений (39), получим

$$\frac{\dot{R}_i}{R_i} = \frac{b_{il} s_l}{s_l t + c_0} = \frac{b_{il}}{t - t_l}, \quad t_l = -c_0 / s_l, \quad (54)$$

где c_0 постоянная интегрирования и введено обозначение

$$b_{il} = -(c_{i1} / c_1 + w_l c_{i2} / c_2) / n_i s_l. \quad (55)$$

Еще одно интегрирование уравнения (54) приводит к следующему выражению для масштабного фактора подпространства M^i и скалярного поля $\Phi (= R_{n+1})$

$$R_i = R_{i0} |t - t_l|^{b_{il}}, \quad (56)$$

где R_{i0} — постоянные интегрирования. Заметим, что переходя к пределу $s_l \rightarrow 0$ отсюда снова получаем решения (53). Отметим, что решения (53) и (56) при $l = 1, 2$ описывают модели с нулевой плотностью энергии негравитационной материи. В случае, когда уравнение $\varepsilon = 0$ не имеет корней, остается только одно решение с $l = 0$. Для решений (56) полный объем многомерного пространства изменяется по закону

$$\Phi V \sim |t - t_l|^{-(1+w)/s_l}, \quad l = 0-2.$$

В частности, для вакуумных решений ($l = 1, 2$) из (52) имеем $\Phi V \sim |t - t_l|$. При заданных значениях i и l решения (54) и (56) описывают модели расширения при

$$b_{il} > 0, \quad t_l < t < +\infty, \quad (57a)$$

$$b_{il} < 0, \quad -\infty < t < t_l \quad (57b)$$

и модели сжатия при

$$b_{il} > 0, \quad -\infty < t < t_l, \quad (58a)$$

$$b_{il} < 0, \quad t_l < t < +\infty \quad (58b)$$

со следующими характерными чертами. В случае (57a) модель начинает свою эволюцию в момент $t = t_l$, когда $R_l = 0$, $R_i/R_l = \infty$ и расширяется до значений $R_l = \infty$, $R_i/R_l = 0$ при $t \rightarrow +\infty$. При этом в начальный момент времени возможны два варианта $\dot{R}_l(t_l) = 0$ при $b_{il} > 1$ и $\dot{R}_l(t_l) = \infty$ при $b_{il} < 1$. Первый из этих вариантов соответствует инфляционному расширению и известен в литературе под названием степенной инфляции (power-law inflation) [37–39], а в контексте скалярно-тензорных теорий как растянутая инфляция (extended inflation) [18–20, 40–45]. В случае (57b) расширение начинается в бесконечном прошлом $t = -\infty$ со значений $R_l = 0$, $R_i/R_l = 0$ и в конечный момент времени $t = t_l$ масштабный фактор обращается в бесконечность по закону (56) с $R_i/R_l = \infty$. Такие типы решений известны как модели сильной инфляции (violent inflation) [6, 46–48]. Поведение моделей сжатия (58) аналогично и отличается от рассмотренных изменением направления времени. Это непосред-

ственно следует также из инвариантности системы космологических уравнений (33) относительно замены

$$(t, y_i) \rightarrow (-t, -y_i), \quad i = 1, \dots, n+1. \quad (59)$$

Могут существовать смешанные модели, когда часть подпространств расширяется, а остальные сжимаются.

6. *Плоская космологическая модель. Общие решения.* В предыдущем разделе мы рассмотрели особые космологические решения вида (50) с экспоненциальным или степенным законами изменения масштабных факторов, в зависимости от значений параметров модели. Пусть теперь $w \neq w_l$. Переход во втором уравнении (47) к новому независимому переменному w с помощью первого уравнения его интегрирование приводит к следующему результату

$$x = x_0 \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{\gamma_l}, \quad y = wx, \quad (60)$$

где введено обозначение

$$\begin{aligned} \gamma_l &= \sigma_l (w_l + 1) / h_1 - \delta_{l0} = -\sigma_l s_l / h_1, \quad 1/\sigma_0 = F(1, w_0), \\ 1/\sigma_1 &= (w_1 - w_0)(w_1 - w_2), \quad 1/\sigma_2 = (w_2 - w_0)(w_2 - w_1). \end{aligned} \quad (61)$$

Нетрудно убедиться в справедливости следующих тождеств

$$\sum_l \sigma_l = \sum_l \sigma_l w_l = 0, \quad \sum_l \gamma_l = -1, \quad l = 0-2. \quad (62)$$

В частности, отсюда следует, что

$$x \sim 1/w, \quad \text{при } w \rightarrow \infty. \quad (63)$$

Интегрирование первого уравнения (47) с учетом (48) дает следующее выражение для масштабного фактора

$$R_1 = R_{10} \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{-b_l \gamma_l} \quad (64)$$

с новой постоянной интегрирования R_{10} . В формулах (60) и (64) величины выражаются через переменную w . Для определения зависимостей этих величин от времени нужно знать еще функцию $w = w(t)$. Эта функция определяется из уравнения

$$\dot{w} = -h_1 x \prod_{l=0}^2 (w - w_l), \quad (65)$$

являющегося простым следствием системы (42).

Функция $R_2(w)$ определяется из соотношения

$$\frac{dw}{d \ln R_2} = \frac{n_2 c_2}{wx} \dot{w}$$

и с учетом (65) равна

$$R_2 = R_{20} \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{-b_2 \gamma_l}. \quad (66)$$

Остальные функции R_i выражаются через R_1 и R_2 с помощью формулы (39), интегрирование которой приводит к следующему результату

$$R_i = R_{i0} \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{-b_i \gamma_l}, \quad (67)$$

где R_{i0} — постоянные интегрирования. Заметим, что эти формулы, записанные в таком виде, справедливы и при $i = 1, 2$, т.е. в (67) $i = 1, 2, \dots, n+1$. С учетом тождеств (62), отсюда следует, что

$$R_i \rightarrow R_{i0} \quad \text{при } w \rightarrow \infty. \quad (68)$$

Исходя из (39) и (60) нетрудно показать, что формула (67) описывает расширение подпространства M^i при $(c_{i1}/c_1 + w c_{i2}/c_2) x_0 > 0$ и сжатие в обратном случае. Функция $w = w(t)$ определяется из (65) или в интегральном виде

$$t = -\frac{1}{h_1 x_0} \int dw \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{\gamma_l} (w - w_l)^{-1}. \quad (69)$$

Формулы (67) и (69) в параметрическом виде задают общее решение системы (33). Они зависят от $n+1$ произвольных положительных постоянных R_{i0} , $n-1$ постоянных c_{i2} , $i = 3, \dots, n+1$, постоянной x_0 в (60) и аддитивной постоянной интегрирования в (69), определяющей начало отсчета времени. Общее число постоянных равно $2(n+1)$, что и следовало ожидать для общего решения системы дифференциальных уравнений (33) из $n+1$ уравнений второго порядка (относительно R_i). Анализ полученных решений проведен во второй части данной работы, где рассматриваются также конкретные модели с полем Калба-Рамона в качестве источника.

Приложение.

Струнная эффективная гравитация в эйнштейновском представлении. Действие (8) низкоэнергетической струнной гравитации в эйнштейновском представлении удобно записать через новое скалярное поле

$$\Phi = \exp \left(\frac{4\varphi}{D-2} \right), \quad (\text{П.1})$$

Оно примет вид

$$S = \int d^D x \sqrt{-G} \left[\frac{1}{16 \pi k_D} \left(-R + \omega \delta^M \Phi \partial_M \Phi / \Phi^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\Phi^{-2}}{12} H_{MNP} H^{MNP} \right) + \bar{L}_m \right], \quad (\text{П.2})$$

где теперь

$$\omega = (D-2)/4, \quad \bar{L}_m = \Phi L_m(\Phi G_{MN}, \psi). \quad (\text{П.3})$$

Уравнения поля получаются вариацией действия по полевым переменным:

$$R_{MN} = 8 \pi k_D \left(T_{MN} - \frac{G_{MN} T}{D-2} \right) + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_M \Phi \partial_N \Phi, \\ \square \Phi - \delta^M \Phi \partial_M \Phi / \Phi = \frac{8 \pi k_D}{\omega \sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta \Phi} \Phi^2, \quad (\text{П.4}) \\ \partial_M (\sqrt{-G} \Phi^{-2} H^{MNP}) = 0.$$

Здесь

$$L = \bar{L}_m + L_H, \quad 16\pi k_D L_H = \frac{\Phi^{-2}}{12} H_{MNP} H^{MNP}, \quad (\text{П.5})$$

а T_{MN} определено как и в (13), где

$$32 \pi k_D T_{MN}^{(H)} = \Phi^{-2} \left(H_{MN}^2 - \frac{1}{6} G_{MN} H^2 \right). \quad (\text{П.6})$$

Для рассмотренной выше плоской космологической модели с метрикой (20) система полевых уравнений примет вид

$$y_i + y_i \sum_{m=1}^n y_m = b_i f, \quad i=1, \dots, n+1,$$

(П.7)

$$16\pi k_{D,E} = f = \sum_{l,l} a_{ll} y_l y_l,$$

где введены обозначения (28) и

$$b_i = \left[a_i + \left(1 - \sum_{l=1}^n n_l a_l \right) / (D-2) \right] n_i / 2, \quad i=1, \dots, n,$$

$$b_{n+1} = \frac{2}{D-2} \left(\alpha_0 + \sum_{l=1}^n \alpha_l a_l \right), \quad a_{ll} = 1 - \frac{\delta_{ll}}{n_l}, \quad a_{l,n+1} = 0,$$

$$a_{n+1,n+1} = -\omega, \quad l=1, \dots, n. \quad (\text{П.8})$$

Дальнейший анализ системы (П.7) аналогичен вышеприведенному для системы (33) с тем лишь отличием, что теперь в определении c_l (см. (41)) суммирование

проводится до значения $l=n$: $c_l = \sum_{i=1}^n c_{li}$.

Заметим, что формально, полагая в (П.7) $y_{n+1} = b_{n+1} = \omega = 0$ мы получим систему уравнений, описывающую многомерные космологические модели ОТО с $n-1$ внутренними подпространствами (о таких моделях при $n=2$ см., например, [6] и приведенные там ссылки). Таким образом, проведенный нами анализ космологических моделей включает в себя как частный случай многомерное ОТО.

Ереванский государственный университет,
Армения

MULTIDIMENSIONAL COSMOLOGICAL MODELS IN THE EFFECTIVE STRING GRAVITATION. I

A.A.SAHARIAN

Multidimensional cosmological models with the metric, dilaton field and antisymmetric Kalb-Ramond field as a gravitational sector are considered within the framework of the low-energy string theory. It is shown that in general conformal representation the theory is equivalent to generalized scalar — tensor theory with the dilaton depended nongravitational lagrangian. The exact solutions are found for

the flat homogeneous anisotropic model with a structure $R \times M^1 \times \dots \times M^n$ and for an equation of state $p_i = \alpha_i \rho$ in subspace M^1 . The evolution picture are discussed in the various conformal representations.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Duff, B.Nilsson, C.Pope, Phys. Rep., 130, 1, 1986.
2. J.Strathdee, Int. J. Mod. Phys., A1, 1, 1986.
3. V.M.Emellanov, Yu.P.Nikitin, I.L.Rozental, A.V.Berkov, Phys. Rep., 143, 1, 1986.
4. A.Chodos, S.Detweiler, Phys. Rev. D., 21, 2167, 1980.
5. T.I.Guendelman, A.B.Kaganovich, Int. J. Mod. Phys., D2, 221, 1993.
6. A.Beloborodov, M.Demianski, P.Ivanov, A.G.Polnarev, Phys. Rev. D, 48, 503, 1993.
7. P.Candelas, S.Weinberg, Nucl. Phys., B237, 397, 1984.
8. T.Appelquist, A.Chodos, Phys. Rev. D, 28, 772, 1983.
9. S.R.Huggins, D.J.Toms, Nucl. Phys., B263, 433, 1986.
10. U.B.Bleyer, A.Zhuk, Class. Quantum Grav., 12, 89, 1995.
11. М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен, Теория суперструн, т.1,2, Мир, М., 1990.
12. С.В.Кетов, Введение в квантовую теорию струн и суперструн. Наука, Новосибирск, 1990.
13. C.G.Callan, D.Friedan, E.J.Martinec, M.J.Perry, Nucl. Phys., B262, 593, 1985.
14. C.E.Callan, I.R.Klebanov, M.J.Perry, Nucl. Phys., B278, 78, 1986.
15. E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin, Phys. Lett., B158, 316, 1985.
16. E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin, Nucl. Phys., B261, 1, 1985.
17. D.J.Gross, J.H.Sloan, Nucl. Phys., B291, 41, 1987.
18. D.La, P.J.Steinhardt, Phys. Rev. Lett., 62, 376, 1989.
19. J.D.Barrow, K.Maeda, Nucl. Phys., B341, 294, 1990.
20. R.Holman, E.W.Kolb, S.L.Vadas, Y.Wang, Phys. Rev. D, 43, 995, 1991.
21. B.A.Campbell, A.Linde, K.A.Olive, Nucl. Phys. B355, 146, 1991.
22. А.А.Саарян, Астрофизика, 38, 101, 1995.
23. P.G.O.Freund, Nucl. Phys., B209, 146, 1982.
24. P.G.O.Freund, P.Oh, Nucl. Phys., B255, 688, 1985.
25. M.Casperini, R.Ricci, Class. Quantum Grav., 12, 677, 1995.
26. N.A.Batakis, A.A.Kehagias, Anisotropic space-times in homogeneous string cosmology, preprint CERN-TH/95-14, hep-th/9502007.
27. N.A.Batakis, On the classification of spatially homogeneous 4D string backgrounds, preprint CERN-TH/95-41, hep-th/9502136.
28. K.S.Torn, D.L.Lee, A.P.Lightman, Phys. Rev. D, 7, 3563, 1973.
29. К.Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1985.
30. Г.Г.Арутюнян, В.В.Палоян, Астрофизика, 30, 409, 1989.
31. S.Kalara, N.Kaloper, K.A.Olive, Nucl. Phys., B341, 252, 1990.
32. J.A.Casas, J.Garcia-Bellido, M.Quiros, Nucl. Phys., B361, 713, 1991.
33. I.Antoniadis, C.Bachas, J.Ellis, D.V.Nanopoulos, Phys. Lett., B211, 393, 1988.
34. C.Romero, H.P.Oliveira, Astrophys. Space Sci., 159, 1, 1989.
35. А.А.Саарян, Астрофизика, 37, 351, 1994.
36. А.А.Саарян, Астрофизика, 37, 481, 1994.
37. L.F.Abbott, M.V.Wise, Nucl. Phys., B244, 541, 1984.
38. F.Lucchin, S.Matarrese, Phys. Rev. D., 32, 1316, 1985.
39. A.L.Berkin, K.I.Maeda, J.Yokoyama, Phys. Rev. Lett., 65, 141, 1990.
40. R.Holman, E.W.Kolb, Y.Wang, Phys. Lett. 65, 17, 1990.
41. D.La, P.J.Steinhardt, Phys. Lett., B220, 375, 1989.
42. E.J.Weinberg, Phys. Rev. D, 40, 3950, 1989.
43. F.S.Accetta, J.J.Trester, Phys. Rev. D, 39, 3854, 1989.
44. Y.Wang, Phys. Rev. D, 44, 991, 1991.

45. *J. Garcia-Bellido, M. Quiros, Nucl. Phys., B463, 1992.*
46. *D. Sahdev, Phys. Rev. D, 30, 2495, 1984.*
47. *E. W. Kolb, D. Lindley, D. Seckel, Phys. Rev. D, 30, 1205, 1984.*
48. *K. Maeda, Class. Quantum Grav., 3, 233, 1986.*

УДК:524.728

ЛЕГКАЯ ПОДСИСТЕМА ВНУТРИ ГРАВИТИРУЮЩЕГО ТРЕХОСНОГО ЭЛЛИПСОИДА

М.Г.АБРАМЯН, Х.Г.КОКОБЕЛЯН, Т.З.ХАЧИКЯН

Поступила 21 мая 1995
Принята к печати 3 июля 1995

Получены возможные эллипсоидальные и гиперboloидальные фигуры равновесия легкой подсистемы с внутренними течениями вещества постоянной завихренности внутри гравитирующего однородного трехосного эллипсоида. Получены области устойчивости этих фигур равновесия по отношению ко вторым формам колебаний.

1. Введение. Необходимость исследования поведения легкой подсистемы внутри гравитирующего трехосного эллипсоида возникает в связи с тем, что широкий класс астрономических объектов имеет четко выраженную форму трехосного эллипсоида. Представителями таких систем являются перемички (бары) SB-галактик, некоторые эллиптические галактики, а также балджи SB-галактик и некоторых нормальных спиралей, как например, у M 31.

Из соображений симметрии ясно, что в общем случае фигуры равновесия легкой подсистемы внутри трехосного эллипсоида также будут трехосными. Очевидно также, что в стационарном состоянии главные оси фигуры вложенной подсистемы должны совпадать с главными осями внешнего эллипсоида и, следовательно, равновесие вложенной массы возможно лишь при условии синхронности вращения ее фигуры с гравитирующим трехосным эллипсоидом. Этим описываемая ситуация принципиально отличается от ситуации вложенной подсистемы внутри гравитирующего сфероида [1-3]. Внутри сфероида данной геометрии вложенная подсистема может вращаться разными угловыми скоростями, которым и соответствуют разные серии вложенных фигур равновесия. Условие синхронности вращения меняет положение дел. Задавая геометрию трехосного эллипсоида (в рамках конкретной модели), тем самым задаем угловую скорость

его вращения. Поэтому влияния вращения и геометрии внешнего эллипсоида на возможные формы фигур равновесия легкой вложенной подсистемы оказываются взаимосвязанными. Выбором различных моделей гравитирующего трехосного эллипсоида, в принципе можно добиться того, чтобы внутри эллипсоида данной геометрии можно было рассмотреть легкие подсистемы с разными угловыми скоростями вращения. Однако диапазон угловых скоростей трехосного эллипсоида данной геометрии в разных известных моделях, как правило, не велик [4-6]. Словом, угловая скорость вращения вложенной подсистемы определяется не из динамических уравнений вложенной массы, а как и геометрия и плотность массы внешнего эллипсоида, является заданным параметром ($\Omega = \Omega_*$).

Аналогичная задача для легкой бесстолкновительной подсистемы была поставлена и решена в работе [7].

2. *Фигуры равновесия легкой подсистемы внутри трехосного эллипсоида.* Равновесие легкой подсистемы в системе отсчета, связанной с главными осями внешнего трехосного эллипсоида описывается уравнением (по повторяющимся индексам производится суммирование, время измеряется в единицах $(\pi G \rho)^{-1/2}$)

$$u_k \frac{\partial u_l}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_l} + \frac{\partial V_*}{\partial x_l} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_l} [\vec{\Omega} \cdot \vec{x}]^2 + 2\varepsilon_{ijk} u_k \Omega_j, \quad (2.1)$$

где $V_* = -A_i^* x_i^2$ — гравитационный потенциал во внутренней точке трехосного эллипсоида с полуосями b_i ($i = 1, 2, 3$) [4]

$$A_i^* = b_1 b_2 b_3 \int_0^\infty \frac{dy}{(b_i^2 + y) \Delta}; \quad \Delta^2 = (b_1^2 + y)(b_2^2 + y)(b_3^2 + y),$$

ρ , p , — парциальные плотность и давление материи легкой подсистемы ε_{ijk} — единичный антисимметричный тензор Леви-Чивита,

$$u_i = Q_{ij} x_j, \quad Q_{ij} = -\lambda \frac{a_i}{a_j} \varepsilon_{ij3} \quad (2.2)$$

скорость внутренней циркуляции вещества легкой подсистемы с частотой $\lambda \Omega$. Заметим, что линии тока поля скоростей (2.2) представляют подобные и концевитрические эллипсы с полуосями, пропорциональными a_1 и a_2 в плоскости вращения системы (X_1, X_2) .

Интегрируя уравнение (2.1) с учетом (2.2), выражения для гравитационного потенциала V_* внешнего эллипсоида, а также условия $p_c = \pi G \rho a_3^2 A_3^*$ — для центрального давления легкой подсистемы, получим

$$p(\vec{x}) = p_c. \quad (2.3)$$

$$\left\{ 1 - \frac{x_3^2}{a_3^2} - \frac{2A_2^* - \Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_1/a_2)}{2a_3^2 A_3^*} x_2^2 - \frac{2A_1^* - \Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_2/a_1)}{2a_3^2 A_3^*} x_1^2 \right\},$$

откуда следует, что при выполнении условий

$$\Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_2/a_1) = 2A_1^* - 2A_3^* a_3^2/a_1^2 \quad (2.4)$$

$$\Omega^2(1 + \lambda^2 + 2\lambda a_1/a_2) = 2A_2^* - 2A_3^* a_3^2/a_2^2$$

равновесие легкой подсистемы возможно в виде трехосного эллипсоида с полуосями a_i , вращающегося синхронно с внешним эллипсоидом с угловой скоростью $\Omega = \Omega_*$.

Без ограничения общности предположим, что вложенный эллипсоид вытянут вдоль оси X_1 : $a_1 > a_2$. Так как в (2.4) угловая скорость устанавливается из динамики внешнего эллипсоида выбором конкретной модели трехосного эллипсоида, то система уравнений (2.4) определяет геометрию эллипсоидальных фигур равновесия легкой подсистемы и соответствующие им частоты внутренней циркуляции вещества λ :

$$\lambda^2 - 2\frac{\lambda}{f} + 1 = 0, \quad (2.5)$$

$$\Omega^2 = \frac{(a_1^2 A_1^* - a_2^2 A_2^*) \cdot f^2}{(a_1^2 - a_2^2)(1 \pm \sqrt{1 - f^2})}, \quad (2.6)$$

где

$$f = \frac{a_1^2 a_2^2 (A_1^* - A_2^*) - a_3^2 (a_1^2 - a_2^2) A_3^*}{a_1 a_2 (a_1^2 A_1^* - a_2^2 A_2^*)}. \quad (2.7)$$

Уравнение (2.5) инвариантно к преобразованию $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$. Однако здесь это не означает выполнение теоремы Дедекинда о сопряженных эллипсоидах [4], так как угловая скорость вращения фиксирована заданием модели внешнего эллипсоида.

Необходимым условием существования вложенных легких эллипсоидов является действительность решения (2.5) и положительность правой части (2.6), которые дают

$$a_1^2 A_1^* - a_2^2 A_2^* > 0, \quad |f| \leq 1. \quad (2.8)$$

2.1. *Легкие эллипсоиды без внутренних течений.* Прежде чем перейти к исследованию полученных условий (2.8), заметим, что в (2.5) и (2.6) предполагается $f \neq 0, \lambda \neq 0$. Случай $\lambda = 0$ соответствует вложенным легким эллипсоидам без внутренних течений вещества, для которых из (2.4) получаем

$$(a_1^2 - a_2^2) \frac{a_3^2}{a_1^2 a_2^2} = \frac{A_2^* - A_1^*}{A_3^*}, \quad \Omega^2 = 2 \frac{a_1^2 A_1^* - a_2^2 A_2^*}{a_1^2 - a_2^2}. \quad (2.9)$$

Из первого соотношения видно, что вытянутые вдоль оси X_1 вложенные эллипсоиды легкой подсистемы возможны лишь внутри эллипсоида, вытянутого вдоль той же оси, т.е. когда большие оси вложенного и внешнего эллипсоидов параллельны. Геометрия этих легких эллипсоидов полностью определяется внешним эллипсоидом формулами

$$\frac{a_2}{a_1} = \left(\frac{2A_1^* - \Omega^2}{2A_2^* - \Omega^2} \right)^{1/2}, \quad \frac{a_3}{a_1} = \left(\frac{2A_1^* - \Omega^2}{2A_3^*} \right)^{1/2}, \quad (2.10)$$

откуда видно, что исключается их существование внутри сбалансированных эллипсоидов Фримана [8], так как для них $\Omega^2 = 2A_1^*$.

Для легких эллипсоидов, вложенных внутри покоящихся эллипсоидов Дедекинда [4], получаем

$$\frac{a_2}{a_1} = \sqrt{A_1^*/A_2^*} > \left(\frac{b_2}{b_1} \right)_D, \quad \frac{a_3}{a_1} = \sqrt{A_2^*/A_3^*} > \left(\frac{b_3}{b_1} \right)_D, \quad (2.11)$$

где в правых частях указаны соответствующие отношения полуосей эллипсоидов Дедекинда. Следовательно, вложенные легкие эллипсоиды менее асимметричны, чем заключающие их эллипсоиды Дедекинда. Внутри же сопряженных им эллипсоидов Якоби, которые имеют ту же геометрию, но вращаются с угловой скоростью

$$\Omega_D^2 = 2 \frac{b_1^2 A_1^* - b_2^2 A_2^*}{b_1^2 - b_2^2}, \quad (2.12)$$

вложенные легкие эллипсоиды, как и следовало ожидать, подобны и концентричны им: $a_2/a_1 = (b_2/b_1)_g$, $a_3/a_1 = (b_3/b_1)_g$. Из (2.10) следует, что в пределах $\Omega^2 < 2A_1^*$, чем быстрее вращается внешний эллипсоид, тем более сплюснут по оси вращения и ассиметричен в плоскости вращения вложенный легкий эллипсоид.

2.2. Система эллипсоидов с параллельными большими осями. Исследуем теперь условия равновесия параллельно расположенного с внешним вложенного легкого эллипсоида с внутренними течениями вещества ($a_1 > a_2$; $A_2^* > A_1^*$). При этом (2.8) для этих эллипсоидов дают возможную геометрию легких эллипсоидов:

$$\frac{a_2}{a_1} \leq \sqrt{A_2^*/A_1^*}, \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} a_1 a_2 (A_2^* - A_1^*) - a_1^2 A_1^* + a_2^2 A_2^* &\leq \frac{a_3^2 (a_1^2 - a_2^2)}{a_1 a_2} \cdot A_3^* \leq \\ &\leq a_1 a_2 (A_2^* - A_1^*) + a_1^2 A_1^* - a_2^2 A_2^*. \end{aligned}$$

На графике рис.1 изображены эти области для фигур равновесия легкой подсистемы внутри трехосного эллипсоида с $b_2/b_1 = 0.2$; $b_3/b_1 = 0.1$ (рис.1а) и $b_2/b_1 = 0.56$; $b_3/b_1 = 0.41$ (рис.1б).

Как видно из рис.1 сплюснутость a_3/a_1 сверху ограничена значениями сплюснутости самосопряженных легких эллипсоидов с $\lambda = -1$, а снизу — самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = 1$. Область разделяется на две части последовательностью легких эллипсоидов без внутренних течений вещества $\lambda = 0$, геометрия которых определяется соотношениями (2.10). Следовательно, внутри гравитирующего трехосного эллипсоида "параллельный" легкий эллипсоид может иметь как положительная, так и отрицательная внутренняя циркуляция вещества. При этом более сплюснутые по оси вращения с данным значением отношения a_2/a_1 имеют положительные внутренние течения, а менее сплюснутые — отрицательные.

2.3. Система эллипсоидов с перпендикулярными большими осями. Предположим, внешний эллипсоид вытянут вдоль оси X_2 : $A_1^* > A_2^*$. Из (2.7) следует, что при этом $f < 0$ и тогда из (2.5) получаем $\lambda < 0$. Следовательно, вложенный "перпендикулярный" легкий трехосный эллипсоид может быть фигурой равновесия лишь при отрицательной внутренней циркуляции вещества.

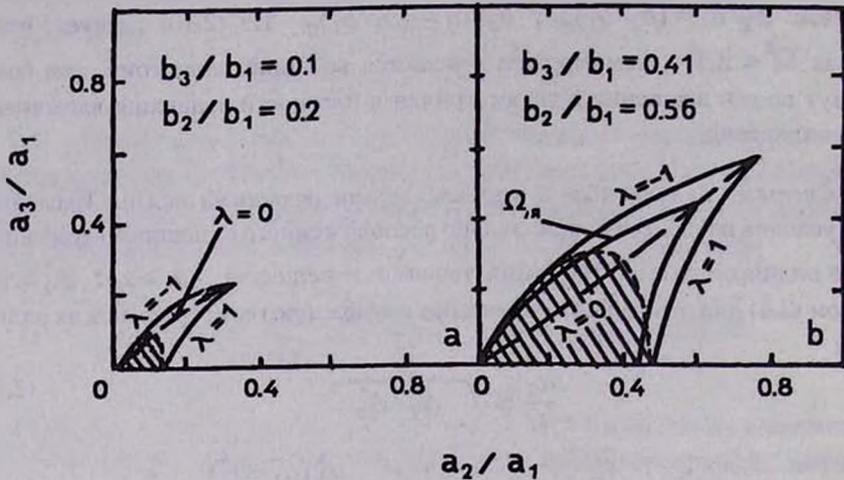


Рис.1. Области геометрий вложенных "параллельных" трехосных эллипсоидов внутри трехосных гравитирующих эллипсоидов с указанными отношениями полуосей. Прерывистые линии представляют легкие эллипсоиды без внутренних течений вещества. Жирная линия представляет серию трехосных эллипсоидов внутри гравитирующего эллипсоида Якоби (рис.16). Заштрихованные области представляют легкие эллипсоиды, устойчивые ко вторым нечетным формам колебаний.

Геометрия "легких перпендикулярных" эллипсоидов определяется соотношениями (2.13), первое из которых выполняется автоматически, а второе принимает вид

$$\frac{a_3^2}{a_1^2} \frac{1 - a_2^2/a_1^2}{a_2/a_1} \leq \frac{a_2}{a_1} \frac{A_2^* - A_1^*}{A_3^*} + A_1^* - \frac{a_2^2}{a_1^2} A_2^* . \quad (2.14)$$

На графике рис.2 изображена возможная область геометрий изучаемых вложенных эллипсоидов, ограниченная последовательностью самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = -1$. В отличие от "параллельного" легкого эллипсоида сплюснутость "перпендикулярного" вложенного эллипсоида может быть любой. В частности, здесь возможно существование сильно сплюснутых по оси вращения эллипсоидов любой геометрии.

Если внутри эллипсоида Фримана существование "параллельного" легкого эллипсоида невозможно, то "перпендикулярный" легкий эллипсоид может образоваться. Кривая 2 на рис.2а представляет последовательность "перпендикулярных" легких эллипсоидов внутри эллипсоида Фримана с

$b_2/b_1 = 0.2$; $b_3/b_1 = 0.1$, а кривая 2 на рис.2б — последовательность "перпендикулярных" легких эллипсоидов внутри эллипсоида Якоби [4] с отношениями полуосей $b_2/b_1 = 0.56$; $b_3/b_1 = 0.41$.

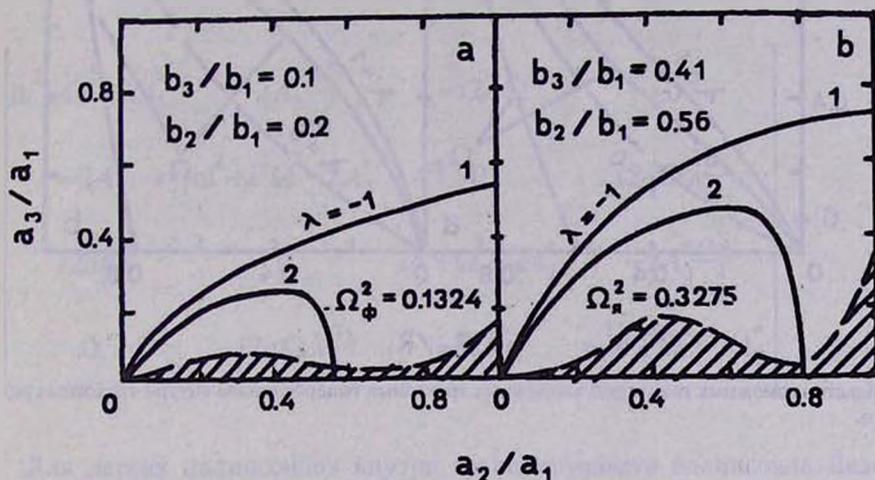


Рис.2. "Перпендикулярные" легкие эллипсоиды внутри гравитирующих трехосных эллипсоидов. Области расположенные ниже кривых представляют эллипсоиды внутри гравитирующих трехосных эллипсоидов с указанными на рис. отношениями полуосей. Кривые 2 представляют последовательности легких эллипсоидов, вращающихся с соответствующими угловыми скоростями эллипсоидов Фримана *a* и Якоби *b*. Заштрихованные области представляют устойчивые к нечетным формам колебаний эллипсоиды.

При больших значениях угловой скорости вращения внешнего эллипсоида возможными фигурами равновесия легкой подсистемы в пределах внешнего эллипсоида являются гиперboloиды (однополостные или двуполостные [2]). Заменой в формулах (2.5)–(2.8) a_1 и a_2 на iR_1 и iR_2 или a_3 на ih , получим аналогичные формулы для двуполостных и однополостных гиперboloидальных фигур равновесия легкой подсистемы соответственно. На графике рис.3 представлены области возможных геометрий гиперboloидов внутри эллипсоидов Фримана и Якоби.

3. Устойчивость легких подсистем. Вопрос устойчивости вложенных фигур равновесия легкой подсистемы по отношению ко вторым формам колебаний определяется линеаризованными уравнениями вириала [4,6] в тензорной форме, которые в рассматриваемом случае имеют вид

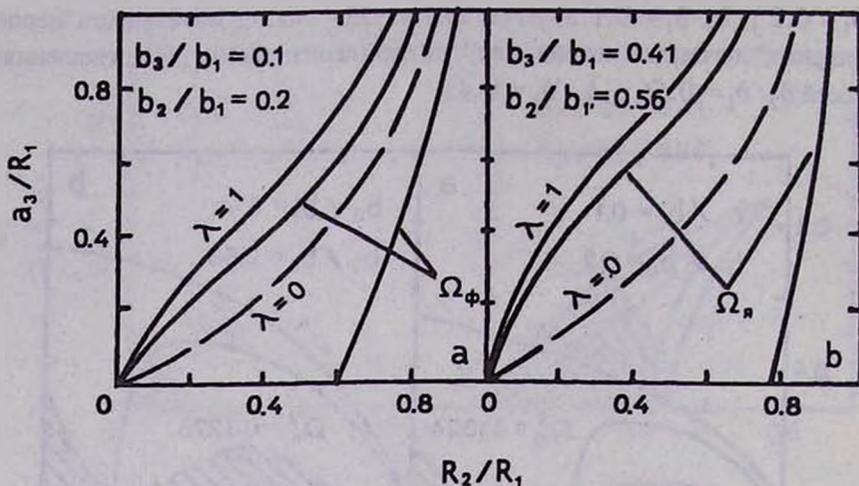


Рис.3. Области возможных геометрий вложенных трехосных гиперболоидов внутри трехосных эллипсоидов.

$$\begin{aligned} & \omega^2 N_{i,j} - i2\omega Q_{jl} N_{i,l} - i2\omega \Omega \varepsilon_{i\ell 3} N_{l,j} + 2\Omega \varepsilon_{i\ell 3} (Q_{lk} N_{j,k} - Q_{jk} N_{l,k}) - \\ & - Q_{jl}^2 N_{i,l} - Q_{il}^2 N_{j,l} = 2A_i^* N_{ij} - \Omega^2 (N_{ij} - N_{3j} \delta_{i3}) - \delta U \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где возмущение системы характеризуемо лагранжевым смещением частиц из равновесного положения:

$$\vec{\xi}(x, t) = \vec{\xi}(x) e^{-i\omega t}, \quad (3.2)$$

ω — подлежащая определению частота возмущений,

$$N_{ij} = \int \rho (\xi_i x_j + \xi_j x_i) d\vec{x} \equiv N_{i,j} + N_{j,i}, \quad (3.3)$$

δU — возмущение внутренней "тепловой" энергии [4].

К уравнениям (3.1) следует добавить условие соленоидальности возмущений, которое в рассматриваемом случае имеет вид [4]

$$\frac{N_{11}}{a_1^2} + \frac{N_{22}}{a_2^2} + \frac{N_{33}}{a_3^2} = 0. \quad (3.4)$$

Отдельно рассмотрим нечетную и четную формы колебаний.

3.1. *Нечетная форма колебаний.* Выписывая уравнения, нечетные относительно индекса 3, с учетом (2.2), (3.3) и (2.4), получим характеристическое уравнение этих колебаний в виде

$$\begin{vmatrix} \omega^2 + \Omega^2 - 2A_1^* & -2A_3^* \frac{a_3^2}{a_1} & -i2\omega\Omega & 0 \\ -2A_3^* & \omega^2 + \lambda^2 \Omega^2 - 2A_3^* & 0 & i2\omega\Omega \lambda \frac{a_1}{a_2} \\ i2\omega\Omega & 0 & \omega^2 + \Omega^2 - 2A_2^* & -2A_3^* \frac{a_3^2}{a_2} \\ 0 & -i2\omega\Omega \lambda \frac{a_2}{a_1} & -2A_3^* & \omega^2 + \lambda^2 \Omega^2 - 2A_3^* \end{vmatrix} = 0 \quad (3.5)$$

Для легких эллипсоидов внутри гравитирующего эллипсоида Дедекинда ($\Omega = 0$) это уравнение распадается на два биквадратных свободных члена, которые с учетом условий равновесия (2.4) обращаются в нуль:

$$\begin{aligned} \omega^2 [\omega^2 - 2(A_1^* + A_3^*)] &= 0, \\ \omega^2 [\omega^2 - 2(A_2^* + A_3^*)] &= 0. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Устойчивость этих эллипсоидов очевидна.

В общем случае уравнение (3.5) допускает корень $\omega^2 = \lambda^2 \Omega^2$. После опускания множителя $\omega^2 - \lambda^2 \Omega^2$, получаем кубическое относительно ω^2 уравнение

$$\omega^6 - F_2 \omega^4 + F_1 \omega^2 - F_0 = 0, \quad (3.7)$$

где

$$\begin{aligned} F_2 &= \Omega^2 (2 + \lambda^2) + 2(2 + A_3^*), \\ F_1 &= (2A_1^* - \Omega^2)(2A_2^* - \Omega^2) + 4A_3^*(1 - A_3^*) - 24\Omega^2 A_3^* + \\ &+ 4\lambda^2 \Omega^2 - 10\lambda^2 \Omega^2 A_3^* + 34\lambda^2 \Omega^4 - 4 \frac{a_3^2}{a_1} A_3^* - 4A_3^* \frac{a_3^2}{a_2}, \\ F_0 &= (\lambda^2 \Omega^2 + 4A_3^*)(2A_1^* - \Omega^2)(2A_2^* - \Omega^2) + 16\Omega^2 A_3^*(A_3^* - 2\lambda \frac{a_3^2}{a_1 a_2}) - \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$-4\lambda^2\Omega^2 A_3^* \left(\frac{a_3^2}{a_1} - \frac{a_3^2}{a_2} A_3^* + 8\Omega^2 \right) - 8 \frac{a_3^2}{a_1} A_3^{*2} (A_3^* - \lambda^2 \Omega^2) \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_2} + \\ + A_3^* (A_3^* - 2\lambda^2 \Omega^2) (4 - 2A_3^* - (2 + \lambda^2) \Omega^2) .$$

Результаты исследования действительных корней уравнения (3.7) представлены на рис.1,2, где области устойчивых вложенных легких эллипсоидов заштрихованы. Заметим, что среди легких вложенных эллипсоидов, параллельно расположенных внешнему, устойчивы лишь те, сплюснутости которых не уступают сплюснутостям внешнего эллипсоида (рис.1). Среди "перпендикулярно" расположенных легких эллипсоидов все сильно сплюснутые вдоль оси вращения легкие эллипсоиды устойчивы к рассматриваемым формам колебаний независимо от их меры сплюснутости в плоскости вращения (рис.2).

3.2. Четная форма колебаний. Уравнения (3.1) с учетом (2.2) и условий равновесия (2.4) для четных по индексу 3 компонент тензора N_{ij} принимают вид:

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 2 \frac{a_3^2}{a_1} A_3^* - \lambda \frac{a_2}{a_1} \Omega^2 \right) N_{11} + i2\omega\Omega\lambda \frac{a_1}{a_2} N_{1,2} - i2\omega\Omega N_{2,1} + \\ + \lambda \frac{a_1}{a_2} \Omega^2 N_{22} = -\delta U , \quad (3.9)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 2 \frac{a_3^2}{a_2} A_3^* - \lambda \frac{a_1}{a_2} \Omega^2 \right) N_{22} + i2\omega\Omega N_{1,2} - i2\omega\Omega\lambda \frac{a_2}{a_1} N_{2,1} + \\ + \lambda \frac{a_1}{a_2} \Omega^2 N_{11} = -\delta U , \quad (3.10)$$

$$\omega^2 N_{1,2} - i\omega\Omega\lambda \frac{a_2}{a_1} N_{11} - i\omega\Omega N_{22} + [\Omega^2(1 + \lambda^2) - 2A_1^*] N_{12} = 0 , \quad (3.11)$$

$$\omega^2 N_{2,1} - i\omega\Omega N_{11} + i\omega\Omega\lambda \frac{a_1}{a_2} N_{22} + [\Omega^2(1 + \lambda^2) - 2A_2^*] N_{12} = 0 , \quad (3.12)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{2} - 2A_3^* \right) N_{33} = -\delta U . \quad (3.13)$$

К ним следует добавить еще уравнение неразрывности (3.4).

С помощью уравнений (3.9) и (3.10) с учетом (3.13) получим пару уравнений:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3^*\right)N_{11} + \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\frac{a_3^2}{a_2^2}A_3^*\right)N_{22} - (\omega^2 - 4A_3^*)N_{33} + \\ & + i2\omega\Omega\lambda\left(\frac{a_1}{a_2}N_{1,2} - \frac{a_2}{a_1}N_{2,1}\right) + i2\omega\Omega(N_{1,2} - N_{2,1}) = 0, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3^*\right)N_{11} - \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\frac{a_3^2}{a_2^2}A_3^* - 2\lambda\Omega^2\frac{a_1}{a_2}\right)N_{22} + \\ & + i2\omega\Omega\lambda\left(\frac{a_1}{a_2}N_{1,2} - \frac{a_2}{a_1}N_{2,1}\right) - i2\omega\Omega N_{12} = 0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Сложив уравнения (3.11) и (3.12) с учетом (3.3), получим

$$\begin{aligned} & [\omega^2 - 2A_1^* - 2A_2^* + 2(1 + \lambda^2)\Omega^2]N_{12} + i\omega\Omega(1 + \lambda\frac{a_2}{a_1})N_{11} - \\ & - i\omega\Omega(1 - \lambda\frac{a_1}{a_2})N_{22} = 0. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Исключая из уравнений (3.14) и (3.15) члены с $N_{1,2}$ и $N_{2,1}$ с помощью (3.11) и (3.12), и учитывая условия (2.4), получим

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} - 4A_1^* + 2\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3^*\right)N_{11} - \left(\frac{\omega^2}{2} - 4A_2^* + 2\frac{a_3^2}{a_2^2}A_3^*\right)N_{22} - \\ & - (\omega^2 - 4A_3^*)N_{33} + i\frac{4\Omega}{\omega}(A_1^* - A_2^*)N_{12} = 0, \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\lambda^2\Omega^2 - 2\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3^*\right)N_{11} - \left(\frac{\omega^2}{2} - 2\lambda^2\Omega^2 - 2\frac{a_3^2}{a_2^2}A_3^*\right)N_{22} + \\ & + i\frac{2\Omega}{\omega}\left[4\lambda\left(\lambda\Omega^2 - \frac{a_3^2}{a_1^2}A_3^*\right) - \omega^2\right]N_{12} = 0. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Уравнения (3.17) и (3.18) вместе с уравнениями (3.16) и (3.4) приводят к характеристическому уравнению для ω , преобразованная, более простая форма которого является

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{a_1^2} - \frac{1}{a_2^2} & \frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{a_2^2} & \frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{a_2^2} + \frac{1}{a_3^2} & 0 \\ \omega^2 - g_2 & g_1 & 4A_3^* - g_2 & i \frac{4\Omega}{\omega} (A_1^* - A_2^*) \\ \omega^2 - f_1 & -f_2 & -f_2 & i \frac{2\Omega}{\omega} (2\lambda\alpha - \omega^2) \\ i\omega\Omega d_1 & i\omega\Omega d_2 & i\omega\Omega d_2 & \omega^2 - \alpha \left(\frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{a_2^2} \right) \end{vmatrix} = 0, \quad (3.19)$$

где использованы обозначения

$$\begin{aligned} g_1 &= 4A_2^* - 4A_1^* - \left(1 - \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)\beta, \quad \beta = 2 \frac{a_3^2}{a_2^2} A_3^*, \\ g_2 &= 4A_2^* + 4A_1^* - \left(1 + \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)\beta, \quad \alpha = 2\lambda\Omega^2 + \frac{a_2}{a_1}\beta, \\ f_1 &= 4\lambda^2\Omega^2 + \left(1 + \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)\beta, \quad f_2 = \left(1 - \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)\beta, \\ d_1 &= 2 - \lambda \frac{a_1^2 + a_2^2}{a_1 a_2}, \quad d_2 = \lambda \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1 a_2}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Уравнение (3.19) является квадратным относительно ω^2 . Из анализа этого уравнения следует, что характеристические частоты этих колебаний для эллипсоидальных фигур равновесия легкой подсистемы вещественны, т.е. неустойчивость от четной формы колебаний не возникает.

Ереванский государственный университет.
Иджеванский филиал ЕГУ, Армения.

THE LIGHT SUBSYSTEM IN THE GRAVITATING THREEAXIAL ELLIPSOID

M.G.ABRAMIAN, KH.G.KOKOBEIAN, T.Z.KHACHIKIAN

The possible ellipsoidal and hyperboloidal figures of equilibria of the light subsystem with the inner stream of matter of constant vorticity inside the gravitating

threeaxial ellipsoid is obtained. The stability ranges of these figures with respect to second form oscillation are established.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Г.Абрамян, С.А.Каплан, *Астрофизика*. 11, 121, 1975; 13, 235, 1977.
2. М.Г.Абрамян, *Астрофизика*. 25, 173, 1986; 25, 357, 1986.
3. М.Г.Абрамян, Х.Г.Кокобелян, *Астрофизика* (в печати).
4. С.Чандрасекхар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*. Мир, М., 1973, 288с.
5. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*. Наука. М., 1976, 347с.
6. М.Г.Абрамян, *Динамика вложенных гравитирующих подсистем*. Докт. дисс., Бюракан, 1986, 350с.
7. М.Г.Абрамян, *Письма астрон. ж.*, 11, 583, 1985.
8. К.С. Freeman, *MN RAS*. 139, 425, 1968.

CONTENTS

Flare Star PP Ori <i>N.D.Melikian, V.V.Hambarian, K.N.Grankin, S.D.Yakubov</i>	191
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. X. The Region $+73^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$ <i>H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian</i>	201
The first Byurakan spectral sky survey. Late-Type stars. VI. Zone $+69^{\circ} \leq \delta \leq +77^{\circ}$ <i>H.V.Abrahamian, K.S.Gigoyan</i>	211
Physical conditions in compact double star HD 187399 <i>N.L.Ivanova, Z.V.Shkhiagosheva</i>	217
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess in which spectra are observed only absorption lines <i>M.A.Kazarian</i>	227
Spectrophotometry of one galaxy with UV excess <i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>	237
Dependence of colours U - B and B - V on the redshifts of quasars and seyfert galaxies <i>R.A.Vardanian</i>	245
Quasisinusoidal oscillations of pulsars angular velocity <i>D.M.Sedrakian, K.M.Shahubassian, M.V.Hairapetian</i>	257
On the mass defect of strange stars <i>J.L.Vartanian, A.K.Grigorian, G.A.Khachatrian</i>	269
On the relation between mean luminosity of flare stars and age of system <i>A.A.Akopian</i>	279
Multidimensional cosmological models in the effective string gravitation. I. <i>A.A.Saharian</i>	291
The light subsystem in the gravitating threeaxial ellipsoid <i>M.G.Abramian, Kh.G.Kokobelian, T.Z.Khachikian</i>	311

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- О дефекте массы странных звезд
Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Г.А.Хачатрян 269
- О зависимости средней светимости вспыхивающих звезд от
возраста системы
А.А.Акопян 279
- Многомерные космологические модели в эффективной струн-
ной гравитации. I.
А.А.Саарян 291
- Легкая подсистема внутри гравитирующего трехосного эллип-
соида
М.Г.Абрамян, Х.Г.Кокобелян, Т.З.Хачикян 311