

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33

ОКТАБРЬ, 1990

ВЫПУСК 2

- ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VV 247 (NGC 6621/22) В. П. Решетников, О. К. Сильченко 157
- СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗЫТКОМ. VIII-
М. А. Казарян, Э. С. Казарян 169
- РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК А 1187 И А 1890 НА ЧАСТОТЕ 102 МГЦ
А. Т. Каллоглян, М. А. Оганнисян 181
- РОЛЬ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЭВОЛЮЦИИ СПИРАЛЬНЫХ И ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК А. Л. Гюльбудагян 187
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. II. ПОЛЯ $\alpha = 09^h 50^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ и $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$
Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян 199
- ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. II. ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$
Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян 213
- ПЕРЕМЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ H_2O НА ВОЛНЕ 1.35 см. III. НЕЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ
И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян,
Н. А. Юдаева 223
- СВЕЧЕНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ТУМАННОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ
А. К. Колесов, В. В. Соболев 235
- МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ. III.
Э. С. Парсамян, Г. Б. Оганян 243

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիմին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանին, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տիրերիժ, Ա. Տ. Քալիթոյան (պատ. քարտուղար)։

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

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачевый (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. Саян, В. Ю. Теремин.

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделах Союзапечати, а за границей через агентство «Мирная родная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գրառական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղազույգերի հետ կապված աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սամանակից բնագալաների զոմով: Հանդեսը նախատեսված է դիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների նամար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագրեր 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա նամար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Մայրագեղջառ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեդիտեմադրոնայ կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.38:520.8

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VV 247 (NGC 6621/22)

В. П. РЕШЕТНИКОВ, О. К. СИЛЬЧЕНКО

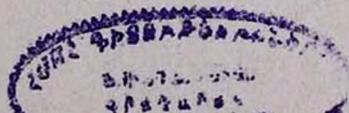
Поступила 13 августа 1990

Принята к печати 30 августа 1990

Приведены результаты детального фотометрического и кинематического изучения взаимодействующей двойной системы VV 247 (NGC 6621/22). UBV—поверхностная фотометрия VV 247 была выполнена на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армении. Определены стандартные фотометрические характеристики галактик, показано, что членами этой системы являются богатая газом SB(a—b) — галактика (NGC 6621) и E-галактика (NGC 6622). Спектральные наблюдения VV 247 были проведены на 6-м телескопе САО АН СССР с помощью спектрографа с длинной щелью UAGS и телевизионного двумерного приемника «Квант». Показано, что в ядерной области NGC 6621 ($\pm 4''$ — $6''$ от ядра) существует система газа, направление вращения которой противоположно направлению вращения галактики в целом. Существование контр-вращающейся системы газа связывается с взаимодействием этой галактики со спутником—орбитальное движение NGC 6622 направлено против вращения NGC 6621. Пример двойной системы VV 247 свидетельствует в пользу возможности эффективного гравитационного взаимодействия галактик в случае их ретроградного прохождения.

1. *Введение.* Репродукция снимка взаимодействующей системы VV 247 (NGC 6621/22, Agr 81) приведена на рис. 1. Наиболее примечательной особенностью этой двойной системы является гигантский приливной «хвост», выходящий из NW-края NGC 6621 и охватывающий обе галактики с NE и E. Изучена эта система слабо: в литературе приводятся результаты спектрофотометрических наблюдений ядерной области NGC 6621 [1], а также некоторые результаты ИК- и радионаблюдений обеих галактик [2].

1. *Наблюдения и обработка.* а) *Фотометрические наблюдения.* Фотографические наблюдения VV 247 были выполнены в августе 1981 г. в прямом фокусе 2.6-метрового телескопа БАО АН Армении (1:4, масштаб $21''/\text{мм}$). Сведения о наблюдательном материале суммированы в табл. 1.



где в первом столбце указана дата наблюдений, во втором — номер пластинки в соответствии с нумерацией стеклотеки БАО и далее — фильтр, тип эмульсии, продолжительность экспозиции, качество изображения. Калибровка производилась по маркам трубчатого фотометра. Для стандартизации фотографических данных нами были использованы результаты фотоелектрических наблюдений системы с диафрагмой 2.'69, опубликованные в [3]: $V = 13.17$, $B-V = +1.01$, $U-B = +0.29$.

Таблица 1

ЖУРНАЛ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ VV 247 НА ЭТА

Дата	№	Фильтр	Эмульсия	Экспозиция	θ
26/27.08.81	1705	УФС-1	103а-О	45 ^m	2"
26/27.08	1706	УФС-1	103а-О	45	2.5
24/25.08	1699	БС-8	103а-О	30	3
25/26.08	1703	БС-8	103а-О	30	3
27/28.08	1711	ЖС-17	103а-D	40	2.5
27/28.08	1712	ЖС-17	103а-D	40	2.5

Пластинки были записаны на магнитную ленту на АМД в САО АН СССР. Размер использованной диафрагмы микрофотометра — 20×20 мкм ($0.''41 \times 0.''41$), шаг записи по сканам и отсчетам — 20 мкм, записан участок размером 512×512 ($3.'5 \times 3.'5$). Дальнейшая обработка была произведена в ВЦ ЛГУ при помощи описанного в [4] комплекса программ.

б) *Спектральные наблюдения.* Спектральные наблюдения VV 247 с целью детального изучения кинематики газа в обоих компонентах были проведены в феврале 1989 г. в прямом фокусе 6-метрового телескопа САО АН СССР с помощью спектрографа с длинной щелью UAGS и телевизионного двумерного приемника «Квант». Журнал спектральных наблюдений представлен в табл. 2. Все спектры были получены с размером щели $1.''5 \times 100''$, в спектральном диапазоне 6200—6900 Å, с дисперсией 1.4 Å/канал. Масштаб вдоль щели $0.''46/\text{канал}$. Качество изображений в ходе наблюдений было не хуже $1.''5-2''$.

В спектрах NGC 6621 наиболее заметными оказались эмиссионные линии H_{α} и $[N II] \lambda 6583$, которые и были использованы для изучения поля скоростей ионизованного газа. Были применены как стандартная методика обработки [5], позволяющая определять лучевую скорость по максимуму эмиссионного пика — для внешних частей галактики и для приливного «хвоста», так и гаусс-анализ, с помощью которого удалось выделить три компонента скорости по эмиссионным линиям в центральной ($\pm 5''$ от

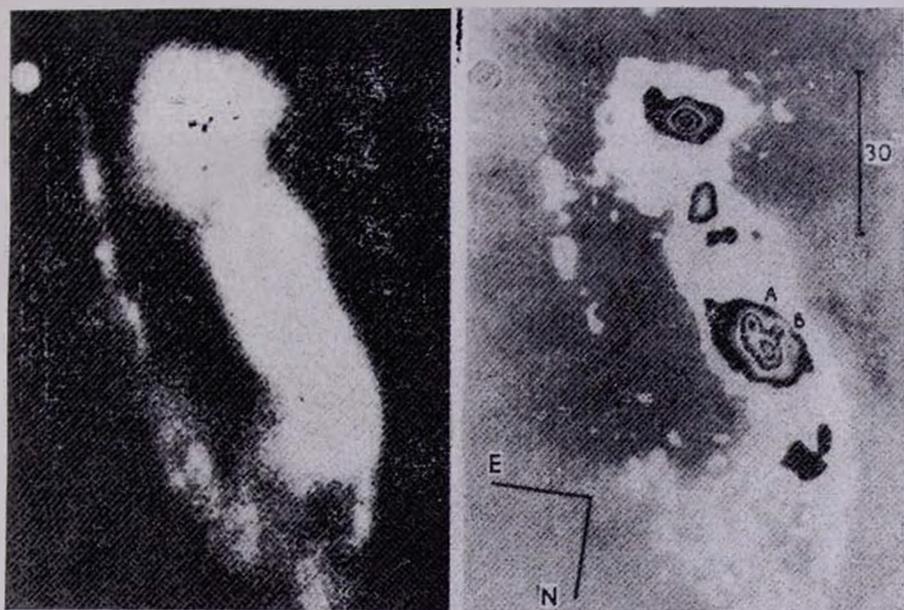


Рис. 1. Слева — репродукция снимка VV 247 из «Атласа пекулярных галактик» Арпа. Справа — изоденсы системы с шагом $0.10 D$, построенные по снимку без фильтра с 6-м телескопа САО АН СССР (предоставлены авторам Ю. П. Коровяковским).

К ст. В. П. Решетникова, О. К. Сильченко.

ядра) области NGC 6621. Точность лучевых скоростей, определяемых по пику эмиссионных линий, контролировалась по линии ночного неба λ 6300. Она оказалась не хуже 10 км/с.

Таблица 2

ЖУРНАЛ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ VV 247 НА БТА

Дата	№ спектра	Экс-позиция (с)	Р. А.	Примечания
13/14.02.89	MO 9705	1648	136°	NGC 6621: разрез ядро—юго-восточный сгусток
13/14.02	MO 9706	3600	137	Вдоль приливного „хвоста“, через звезду
13/14.02	MO 9707	1051	87	NGC 6622, вдоль большой оси
13/14.02	MO 9708	426	6	NGC 6621: разрез ядро—южный сгусток.
13/14.02	MO 9709	916	5	„
13/14.02	MO 9710	1678	113	NGC 6621, через ядро.
13/14.02	MO 9711	738	84	„
14/15.02	MO 9808	2593	168	„

В спектре NGC 6622 эмиссионных линий не оказалось. Лучевая скорость ее центра была грубо оценена по абсорбционным линиям — бледам металлов λ 6361.5 и λ 6495.8: $V_r = 5984 \pm 100$ км/с. То, что NGC 6622 приближается к нам относительно NGC 6621, подтверждается и неопубликованными данными В. П. Архиповой, Р. И. Носковой и М. В. Савельевой: по абсорбционной линии H_α , измеренной на спектрограмме, снятой в 1978 г. в прямом фокусе БТА с ЭОП УМ-92, они определили, что для NGC 6622 $V_r = 5984 \pm 40$ км/с.

3. Результаты и обсуждение. а) Общая фотометрическая структура и интегральные характеристики системы. На рис. 2 приведены изофоты VV 247 в цветовых полосах B и V . Главная галактика системы (NGC 6621) демонстрирует хорошо выраженный ядерный бадж и две широкие спиральные ветви. NGC 6622 признаков спиральной структуры не имеет и напоминает окруженную оболочкой E или $S0$ галактики. Между двумя галактиками, примерно в 12 кпк от ядра NGC 6621 и в 6 кпк от ядра NGC 6622 (при $D = 85$ Мпк), находится компактный сгусток (рис. 1). Интегральные характеристики галактик системы суммированы в табл. 3.

Фотометрические характеристики расположенной между галактиками конденсации, найденные в пределах изофоты $\mu_B = 22.8$, таковы: большая ось $\sim 7'' = 2.9$ кпк, $B = 18.8$, $B - V = +0.69$, $U - B = -0.18$. С учетом поглощения в Галактике получаем: $M_{B_s} = -16.1$, $(B - V)_0 = +0.6$,

$(U-B)_0 = -0.2$. Эти характеристики очень близки к характеристикам сверхассоциаций в VV 242 [6] и, по-видимому, обсуждаемая конденсация является гигантской изолированной областью III.

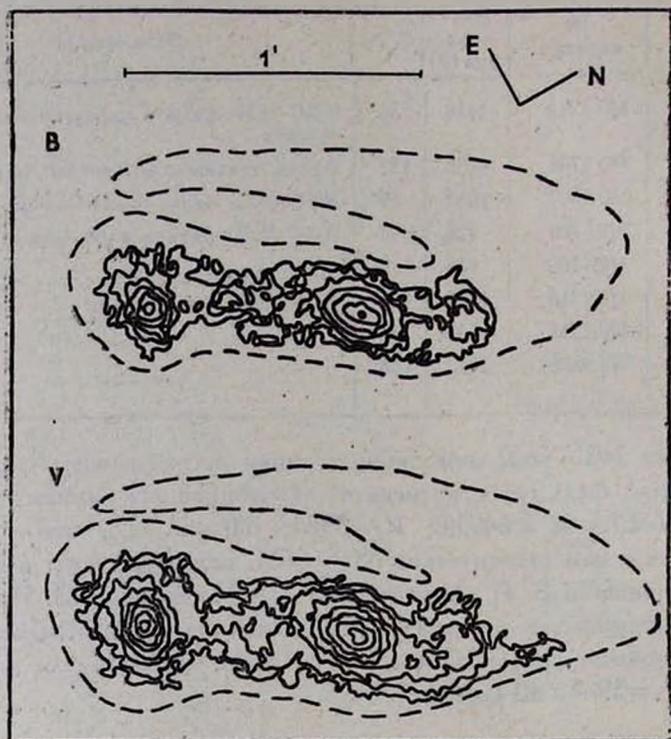


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости VV 247 в цветовых полосах B и V. Ярчайшая непрерывная изофота в фильтре B соответствует поверхностной яркости $20.14/\square''$, слабейшая — 23.4, пучкир — 25.0. Соответствующие значения в полосе V — 19.5, 23.0, 24.0. Шаг изофот — 0.5.

Средний показатель цвета крупномасштабного приливного «хвоста» (его длина превышает 40 кпк (1)) составляет $(B-V)_0 = +0.5 \pm 0.2$. Как и в случае VV 242 [6], «хвост» заметно голубее главного тела галактики. Его цвет близок к цветам спиральных ветвей, что, вероятно, свидетельствует об идущем в нем звездообразовании.

6) *Морфологическая классификация галактик системы.* С учетом поглощения в Галактике интегральные показатели цвета членов VV 247 равны: $(B-V)_0 = +0.90$, $(U-B)_0 = +0.20$ для NGC 6621 и, соответственно, $+1.08$ и $+0.40$ для NGC 6622. Если для NGC 6621 учесть поглоще-

ние в самой галактике, то ее показатели цвета должны быть уменьшены еще примерно на 0.1 и тогда они будут близки к нормальным цветам Sa—Sb-галактик [7]. Цвета NGC 6622 являются типичными для E/S0 галактик.

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ VV 247

	NGC 6621	NGC 6622
Морфологический тип	SB(a-b)	E:
Геоцентрич. лучевая скорость, V_r (км/с)	6130 \pm 18	5870 \pm 100
Расстояние ($H_0 = 75$ км/с Мпк)		85 Мпк ($1'' = 0.41$ кпк)
Поглощение в Галактике, A_B [9]		0.22
Внутреннее поглощение ΔA_B (i)	0.4;	—
Интегр. вид. зв. вел., B_T (± 0.1)	14.5	15.7
Исправл. вид. зв. вел., B_0	13.9	15.5
Абсолютная зв. вел., M_B	-20.7	-19.2
Интегр. показат. цвета, $(B-V)_T$ (± 0.1)	+0.95	+1.13
$(U-B)_T$ (± 0.1)	+0.24	+0.44
Большая ось ($\mu_B = 23$)	48" 19.8 кпк	17" 7.0 кпк
Позиционный угол большой оси	145°	86°
Среднее сжатие, b/a	0.31:	0.7
Наклон плоскости галактики, i	72	—
Расстояние между ядрами		44" (18.1 кпк)
Эффективный эквивал. радиус в В, r_e	13.6 (5.6 кпк)	7.7 (3.2 кпк)
Индекс концентрации в В, C_{21}	2.16	2.00
C_{32}	1.63	1.61

Рассмотрим, как согласуются с такой предварительной классификацией другие характеристики галактик. На рис. 3 приведены фотометрические разрезы NGC 6621 примерно вдоль большой (P. A. = 150°) и малой (P. A. = 60°) осей галактики в фильтре В. На рисунке четко выделяется ядерная область галактики. Спиральные ветви проявились на рисунке в виде расположенных примерно в 20" по обе стороны от ядра избытков яркости. Общий вид фотометрических разрезов NGC 6621 типичен для спиральных галактик ранних подтипов, однако конкретизировать этот вывод нельзя, поскольку из-за весьма нерегулярной структуры разреза вдоль большой оси при $r \geq 10''$ произвести его корректное разложение на вклады балджа и диска не представляется возможным. Как видно на рис. 3, при $r \leq 10''$ разрезы галактики являются выпуклыми, причем две около-

ядерные конденсации, хорошо видимые на рис. 1, могут объяснить эту особенность лишь для SE-крыла разреза вдоль большой оси. Подобным образом на фотометрических разрезах обычно выглядят бары. К выводу о существовании бара у NGC 6621 приводит также рассмотрение изофот ядерной части галактики, построенных с небольшим шагом. Согласно рис. 3, диаметр бара составляет $\sim 20''$ (~ 8 кпк).

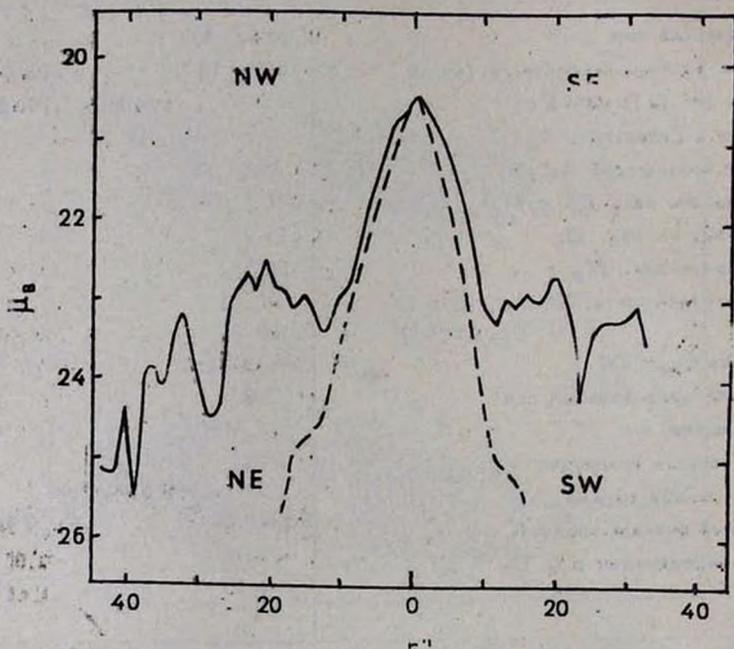


Рис. 3. Разрезы NGC 6621 вдоль большой (непрерывная линия) и малой (пунктир) осей в фильтре B .

Анализ фотометрического разреза NGC 6622 показал, что для этой галактики отношение светимостей балджа и диска в полосе превышает 10, что подтверждает ее классификацию как эллиптической галактики. Найденные в результате анализа характеристики NGC 6622: $\mu^B = 27$, $r_s^B = 13$ кпк.

Две околоядерные конденсации в NGC 6621 (А и В — см. рис. 1) имеют большие оси $\sim 3''$ и видимые величины в полосе B 18.5 (А) и 19.5 (В). Следовательно, по линейным размерам (~ 1.2 кпк) и абсолютным звездным величинам ($M_{B, A} = -16.0$ для А и $M_{B, B} = -15.0$ для В) эти конденсации также можно отнести к гигантским областям H II.

В [2] приводится масса нейтрального водорода, связанного с VV 247, — $m(\text{HI}) = 1.12 \cdot 10^{10} m_{\odot}$. Предполагая, что весь этот газ свя-

зан с NGC 6621, получаем, что для этой галактики $m(\text{H I})/L_{\text{в}} = 0.37$ (учет светимости всей системы мало меняет это отношение—0.30). Полученное значение характерно для спиральных галактик звездных типов [8], но аномально велико для SB(a—b)—галактики, какой, по-видимому, является NGC 6621.

Заканчивая обсуждение результатов поверхностной фотометрии, можно сделать вывод, что членами двойной системы VV 247 являются богатая газом SB(a—b)-галактика и E-галактика. Основные особенности галактик (гигантский «хвост», области звездообразования в ядерной части NGC 6621, оболочка, в которую погружены обе галактики) можно, вероятно, связать с приливным взаимодействием членов системы.

в) *Кинематика газа в NGC 6621.* На рис. 4 представлены кривые лучевых скоростей газа в NGC 6621, полученные по эмиссионным линиям H_α и $[\text{N II}] \lambda 6583$. У большей части спектров эмиссионные линии в центре галактики имеют многокомпонентную структуру. Все пять разрезов позволяют выделить вблизи ядра с помощью гаусс-анализа контуров линий 3 кинематические системы газа, условно — высокоскоростной, центральной и низкоскоростной компоненты. Центральный компонент расположен квазисимметрично вокруг $r = 0''$ и обрывается в $4''$ — $6''$ от центра — естественно связать эту систему газа с ядром. Высоко- и низкоскоростной компоненты при $r \geq 6''$ переходят в одиночные эмиссионные пики, показывая плавную зависимость V_r от r . Эту систему газа мы связываем с балджем галактики.

Систематическая скорость NGC 6621 — $V_r(r = 0'')$ по центральному компоненту получается 6129 ± 18 км/с (среднее значение по четырем разрезам).

В 4-х разрезах из 5-и центральный компонент показывает обратный наклон твердотельного участка кривой вращения по отношению к балджу. В принципе, открытие контр-вращающихся ядер уже было декларировано у нескольких эллиптических галактик [10], однако, когда мы имеем дело только с одним разрезом, обратный наклон центрального участка кривой лучевых скоростей еще не доказывает контр-вращения: в случае бароподобного потенциала в центре галактики газ вращается не по круговым, а по вытянутым орбитам, что, даже при небольшом угле между направлением бара и линией узлов диска галактики, может создавать в некоторых позиционных углах видимость контр-вращающегося ядра (см. пример NGC 2655—[11]).

Для изучения природы таких необычных кривых лучевых скоростей полезно строить азимутальные зависимости dV_r/dr . В случае кругового вращения с угловой скоростью ω мы будем иметь косинусоиду с максимумом на линии узлов:

$$\frac{dV_r}{dr} = \omega \cdot \sin i \cdot \cos (P.A. - P.A._0),$$

где i — угол наклона диска галактики, $P.A._0$ — позиционный угол линий узлов. В случае бароподобного потенциала и эллиптических орбит максимум косинусоиды смещается в направлении вытянутости бара [12].

На рис. 5а представлена зависимость dV_r/dr от $P.A.$ для центрального компонента. Приближение косинусоидой по методу наименьших квадратов дало:

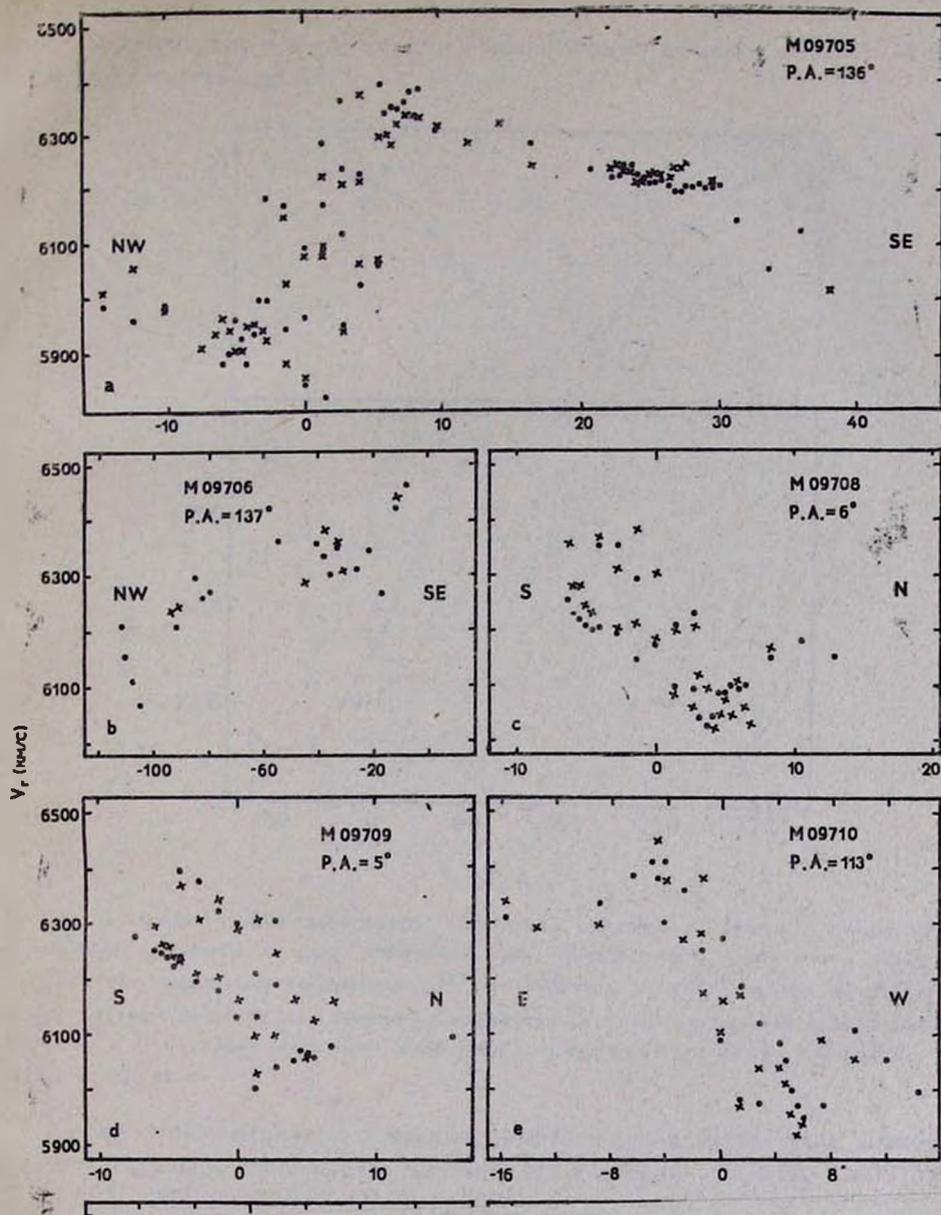
$$\frac{dV_r}{dr} = 18 \text{ км/с}^2 \cdot \cos (P.A. - 334^\circ),$$

то есть угловая скорость вращения ядра 44 км/с/кпк при радиусе области 2.5 кпк, а направление максимума dV_r/dr почти совпадает с направлением на спутник, причем ядро вращается в ту же сторону, что и спутник на орбите вокруг NGC 6621 (юго-восточная сторона ядра приближается к нам). Вряд ли ядро NGC 6621 является автономно вращающимся диском в плоскости галактики: протяженность центрального компонента эмиссии вблизи «малой оси» ($P.A. = 84^\circ$) ничуть не меньше, чем вблизи «большой оси» ($P.A. = 168^\circ$ или 136°). Возможно, речь идет о мини-баре в центре галактики.

На рис. 5б представлена азимутальная зависимость V_r на расстоянии $r_{flx} = 2''$ (то есть фактически $\frac{dV_r}{dr} \cdot r_{flx}$) для высоко- и низкоскоростного компонента эмиссии, то есть для балджа. Приближение косинусоидой дало:

$$V_r = 170 \text{ км/с} \cdot \cos (P.A. - 113^\circ) + 6120 \text{ км/с}.$$

Следовательно, во-первых, систематическая скорость для балджа совпала с таковой, определенной по центральному компоненту, во-вторых, балдж вращается намного быстрее, чем ядро ($\omega = 206 \text{ км/с/кпк}$), и, в-третьих, направление максимума косинусоиды совпадает с направлением вытянутости изофот с $\mu_B = 22.9$ (рис. 2). Таким образом, данный кинематический компонент совпал с большим (диаметр 8 кпк) фотометрическим баром (см. раздел 2.2). То, что это бар, то есть орбиты эллиптические, а не круговые, доказывает попытка совмещения разрезов M09705 ($P.A. = 136^\circ$) и M09710 ($P.A. = 113^\circ$). Ни комбинация параметров $P.A._0 = 113^\circ$ и $i = 50^\circ$, взятая из формы изофоты $\mu_B = 22.9$, ни $P.A._0 = 144^\circ$ и $i = 72^\circ$, взятая из формы самых внешних изофот, не приводят к совмещению положений максимумов на итоговой кривой вращения. Таким образом, высоко/низкоскоростные компоненты эмиссионных линий связаны с триаксиальным балджем, большая ось которого повернута на 30° к линии узлов и относительно которого



ядро действительно вращается в противоположную сторону: разность фаз косинусоид составляет 221° .

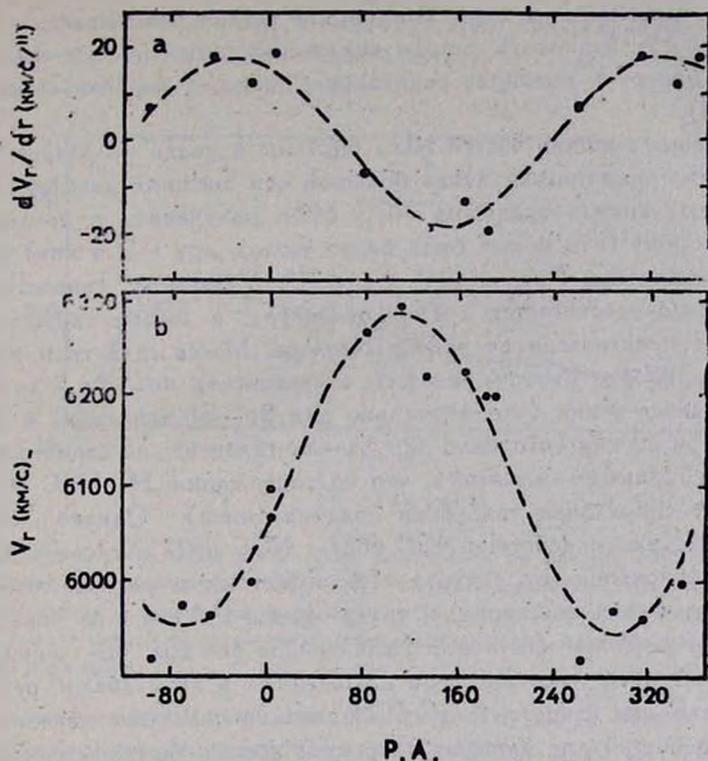


Рис. 5. Азимутальные зависимости видимых градиентов лучевых скоростей. а) Видимые градиенты лучевых скоростей для центрального компонента линии H_α . Пунктиром проведена косинусоида $dV_r/dr = 18 \text{ км/с/''} \cdot \cos(P.A. - 334^\circ)$. б) Наблюдаемые лучевые скорости для высоко- и низкоскоростного компонентов эмиссионной линии H_α в $2''$ от ядра. Пунктиром проведена косинусоида $V_r = 170 \text{ км/с} \cdot \cos(P.A. - 113^\circ) + 6120 \text{ км/с}$.

Кроме вышеупомянутых основных кинематических систем газа, можно отметить еще одно любопытное явление. На спектрах M09708, M09709 ($P.A. = 5^\circ - 6^\circ$) и M09808 ($P.A. = 168^\circ$) на юге в $2'' - 5''$ от центра галактики наблюдается компонент скорости ($V_r = 6350 \text{ км/с}$), на $\sim 100 \text{ км/с}$ больший, чем V_r балджа в данном месте. Позиционно этот компонент скорости отождествляется с южной конденсацией, отмеченной на рис. 1 как В. Если SW-сторона галактики — ближняя к нам, о чем, возможно, свидетельствует более крутой градиент поверхностной яркости с этой стороны галактики [13], то мы имеем дело с гигантским облаком ионизован-

ного газа, падающим на ядро. В принципе теория показывает, что в области бара могут возникать сильно коллимируемые потоки газа, направленные к центру и имеющие радиальную скорость порядка скорости вращения [14].

Вращение внешних частей NGC 6621 мы изучали по разрезу M09705, проходящему практически вдоль большой оси внешних изофот. На рис. 6 представлена кривая вращения NGC 6621, полученная в предположении круговых орбит (что может быть верно только при $r \geq 4$ кпк) и при параметрах галактики $P.A._0 = 144^\circ$ и $i = 72^\circ$. Максимум скорости вращения—240 км/с—достигается в 4 кпк от центра, а дальше скорость вращения падает практически по закону Кеплера. Масса галактики получается порядка $5 \cdot 10^{10} m_\odot$, отношение массы к светимости $m/L_V = 5$ для области внутри радиуса 4 кпк (что нормально для Sa—Sb галактик) и 2 для области внутри 20 кпк (что мало для Sa—Sb галактик, но свойственно поздним типам галактик—напомним, что по содержанию HI NGC 6621 также напоминает спиральные галактики поздних типов). Однако необходимо помнить, что взаимодействие NGC 6621 с NGC 6622 могло привести к заметному отклонению от центральной симметрии в распределении массы во внешних частях галактики, и тогда оценки $P.A._0$ и i по поверхностной фотометрии неверны, как и все последующие выводы по динамике. Это ограничивает нашу уверенность в изложенных в этом абзаце результатах.

В приливном «хвосте» NGC 6621 эмиссии оказались довольно слабыми, однако общий ход лучевых скоростей все же оценивается достаточно уверенно: V_r от NW до SE-края «хвоста» растет от 6130 км/с до 6350 км/с. Таким образом, тренд V_r в приливном «хвосте» имеет то же направление, что и вращение основного тела галактики, однако весь «хвост» имеет систематическое красное смещение спектра и удаляется от галактики с лучевой скоростью ~ 150 км/с.

4. *Заключение.* Система галактик VV 247 оказалась очень интересной и дала богатый материал для дальнейшего исследования морфологических и динамических последствий взаимодействия галактик. Наиболее важным результатом нам представляется открытие контрвращающейся системы газа в ядре NGC 6621. Чисто качественно это явление именно в NGC 6621 можно естественно объяснить взаимодействием с NGC 6622: спутник идет против вращения основной галактики, а согласно недавним теоретическим расчетам [15], прохождение спутника порождает бар в центре галактики. Единственное несоответствие данного случая теории заключается в том, что для VV 247 мы имеем ретроградное прохождение спутника, а все расчеты делаются для прямых прохождений: традиционно считается, что ретроградное прохождение малоэффективно в смысле гравитационного взаимодействия. Однако двойная система NGC 6621/22

опровергает это представление: не говоря уже о контр-вращающемся ядре, прекрасный приливной «хвост» свидетельствует в пользу весьма эффективного взаимодействия в данном случае.

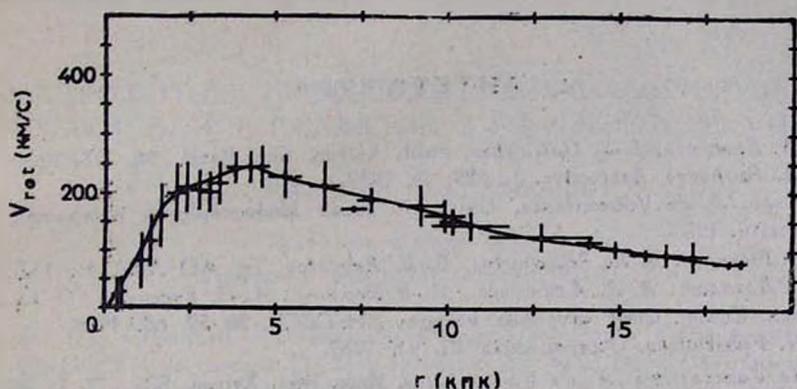


Рис. 6. Кривая вращения NGC 6621, полученная по разрезу M09705 при параметрах ориентации галактики $i = 72^\circ$, $P.A._0 = 144^\circ$, в предположении круговых орбит. Данные ооредены в окне переменной ширины; бары соответствуют формальной дисперсии в окне. Плавная кривая — результат аппроксимации кривой вращения кусочно-кубическим полиномом.

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Яковлевой за помощь в проведении фотометрических наблюдений и А. Н. Буренкову за обеспечение наблюдений на БТА.

Ленинградский государственный
университет
Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

A PHOTOMETRIC AND KINEMATIC STUDY OF THE INTERACTING SYSTEM VV 247 (NGC 6621/22)

V. P. RESHETNIKOV, O. K. SIL'CHENKO

The results of the detailed photometric and kinematic study of the pair of interacting galaxies VV 247 (NGC 6621/22) are presented. The UBV—photographic observations of VV 247 were made using the 2.6-m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory. The standard photometric parameters are determined. It is shown that the gas-rich SB(a—b) galaxy (NGC 6621) and E—galaxy (NGC 6622) are the members of this system. Spectral observations of VV 247 were made with the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory using the two-dimensional photon counting system „Kwant“. The counter-ro-

tating system of gas is shown to exist in the nuclear region of NGC 6621 ($\pm 4'' - 6''$ from the nucleus). This counter-rotating gas may be the result of interaction between the NGC 6621 and its companion—the orbital rotation of NGC 6622 is in opposite direction as compared with the rotation of NGC 6621. The double system VV 247 is an example of efficiency of gravitational interaction of galaxies during the retrograde passage.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Bushouse, J. S. Gallagher, Publ. Astron. Soc. Pacif., 96, 273, 1984.
2. H. A. Bushouse, Astrophys. J., 320, 49, 1987.
3. G. Longo, A. de Vaucouleurs, Univ. of Texas Monographs in Astronomy, № 3, Austin, 1983.
4. В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. Я. Яковлева, Тр. АО ЛГУ, 41, 112, 1987.
5. М. С. Аляudin, В. Л. Афанасьев, А. Б. Берлин, А. Н. Буренков, О. О. Завалская, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв., АН СССР, № 59, 68, 1988.
6. В. П. Решетников, Астрофизика, 27, 91, 1987.
7. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Mon. Roy. Astron. Soc., 77, 1, 1972.
8. G. Efsthathou, G. Lake, J. Negroponte, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1069, 1982.
9. D. Burstein, C. Helles, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 33, 1984.
10. R. Bender, Astron. and Astrophys., 202, L5, 1988.
11. О. К. Сильченко, А. Н. Буренков, Astron. and Astrophys. (in press).
12. R. A. Chevalier, I. Farenlid, Astrophys. J., 225, 67, 1978.
13. И. И. Паша, Науч. зап. Астрон. сов. АН СССР, 52, 39, 1983.
14. В. Л. Афанасьев, В. В. Леви, А. Г. Морозов (в печати).
15. M. Noguchi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 228, 635, 1987.

УДК: 524.7:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗЫТКОМ. VIII

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Поступила 8 июня 1990

Принята к печати 15 сентября 1990

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследований галактик № 69, 147, 211 из списков [1, 2] и галактики № 147а. Определены массы газовых составляющих этих галактик и масса галактики № 211. У объектов, приведенных в табл. 5, значения полуширин эмиссионных линий отличаются друг от друга. Самыми высокими значениями обладают линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и $H\beta$, а самыми низкими — $H\alpha$, [S II] 6731, 6717. По всей вероятности, это есть результат того, что линии, обладающие разными полуширинами, возникают в областях ядер или образований галактик с УФ-избытком, имеющих разные динамические особенности. Показано, что объект № 147 является галактикой Sy2, а № 69 является LINER.

1. *Введение.* В настоящей работе приводятся результаты спектрального и морфологического исследований трех галактик с УФ-избытком, которые в списках [1, 2] имеют порядковые номера 69, 147 и 211. Галактика № 147 составляет пару с другой галактикой, мы ее обозначили № 147а. В табл. 1 приведены данные спектральных наблюдений этих галактик, выполненных на 6-м телескопе САО АН СССР. При получении их спектров был использован спектрограф UAGS в сочетании с ЭОП УМК-91В. Ширина щели спектрографа во всех случаях была примерно 1". Калибровка спектров производилась с помощью ступенчатого ослабителя САО АН СССР. В качестве звезды сравнения использовалась BD + 25°3941, спектры которой также были получены на 6-м телескопе, в тех же условиях, что и спектры галактик. Спектры галактик, звезды сравнения и ступенчатого ослабителя проявлялись вместе.

Распределение энергии непрерывного спектра звезды сравнения приведено в работе [3].

Запись спектров галактик № 147 и 147а производилась на микрофотометрах ИФО-451 кафедры астрофизики ЕГУ и PDS Бюраканской обсерватории АН Армении, а галактик № 69 и 211 — на ИФО 451. Изме-

рения радиальных скоростей отдельных деталей этих галактик произво-
дилась на микрометре УИМ-23 кафедры астрофизики ЕГУ.

Таблица 1
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

№ галактики	Дата наблюдения	Экспозиция (мин)	Спектральный интервал (А)
69	2.10.1984	11	3550—6400
	"	11	4470—7500
147	1.07.1984	20	3550—6400
	"	20	4470—7500
147а	"	20	3550—6400
	"	20	4470—7500
211	30.06.1984	20	3500—6400
	"	20	4470—7500

Прямые снимки этих галактик были получены на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории на пластинках ORWO (Zu-2), с экспозицией 10 мин (№ 69, 147 и 147а) и 20 мин (№ 211). Оригинальный масштаб снимков примерно 20" на 1 мм.

2. *Морфологическое описание.* Галактика № 69 линзообразная, в центральной яркой части в направлении, перпендикулярном оси линзы, проходит темная полоса шириной 1" и разделяет ее на две части, восточную и западную. Галактика № 147 иррегулярная, состоит из двух струй, простирающихся в направлении восток-запад. К востоку они изгибаются и, приближаясь друг к другу, пересекаются. На обеих струях наблюдаются сгущения. От южного, сравнительно яркого, сгущения примерно 40" к юго-востоку наблюдается галактика эллиптической формы (№ 147а), имеющая яркую расщепленную центральную область. Галактика № 211 линзообразная, размерами около 6×30", ее северо-западный край является самым ярким.

На рис. 1 приведены репродукции снимков этих галактик (масштаб 1 мм ≈ 4"). На них черточками отмечены направления щели при получении спектров.

3. *Эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий.* В табл. 2 и 3 приведены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий галактик № 69, 147, 147а и 211. Эквивалентные ширины линий [S II] $\lambda\lambda$ 6731 и 6717 в спектрах галактик № 147 и 211 не вычислены, так как непрерывные спектры около этих ли-

ний были очень слабыми, поэтому в табл. 2 вместо эквивалентной ширины приведен знак «+», означающий, что эти линии в спектре присутствуют. Линия H_{α} в спектрах галактик № 69 и 147 яркая и широкая, рядом находящаяся слабая линия [N II] λ 6548 сливается с ней, поэтому значения эквивалентных ширин и относительных интенсивностей этих линий в табл. 2 и 3 приведены вместе. В спектре галактики № 147 довольно интенсивны линии [Ne III] $\lambda\lambda$ 3968 и 3869, первая из них сливается с линией H_{α} .

Таблица 2
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ W (A)

Ион	λ_0	№ 69	№ 147	№ 147a	№ 211
[SII]	6731	7.2	+	8.5	+
[SII]	6717	10.8	+	8.7	+
[NII]	6584	6.0	3.2	8.6	1.9
H_{α}	6563	28.0	32.6	20.7	9.7
[NII]	6548			2.9	0.8
HeI	5876		9.4		
[OI]	6300	2.5			
[OIII]	5007	5.1	32.2	4.6	5.8
[OIII]	4959	1.8	15.5	0.8	1.9
H_{β}	4861	2.9	12.8	3.0	1.8
FeII	4556		2.0		
HeI	4471		1.5		
H_{γ}	4340		5.1		
H_{δ}	4102		4.2		
HeI	4026		2.9		
H_{ϵ}	3970		8.9		
[NeIII]	3968				
H_{δ}	3889		4.4		
[NeIII]	3889		5.1		
H_{ϵ}	3850		4.0		
[OII]	3727	18.9	34.1	9.9	15.8

Методика обработки спектров этих галактик такая же, как в наших ранних работах. В одной из наших работ [4] приводятся средние квадратические ошибки, вычисленные для эквивалентных ширин и относительных интенсивностей линий. При определении этих величин для линий, наблюдавшихся в спектрах этих галактик, допускаемые ошибки будут такого же порядка, какими они были в [4].

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Юи	λ_0	№ 69	№ 147	№ 147а	№ 211
[SII]	6731	2.52	2.03	6.94	0.98
[SII]	6717	3.16	2.37	6.29	0.63
[NII]	6584	3.0	0.73	7.25	1.87
H _α	6563	11.7	7.33	12.69	8.87
[NII]	6548			2.45	0.67
H _δ II	5876		0.60		
OI	6300	0.92			
[OIII]	5007	2.3	2.63	1.21	3.30
[OIII]	4959	0.8	1.22	0.23	1.04
H _β	4861	1.0	1.00	1.00	1.00
F _o II	4556		0.13		
H _δ I	4471		0.08		
H _γ	4340		0.44		
H _δ	4102		0.30		
H _ε I	4026		0.15		
H _α	3970		0.42		
[NeIII]	3958				
H _δ	3989		0.25		
[NeIII]	3859		0.21		
H _β	3850		0.18		
[OII]	3727	4.0	1.12	1.19	3.50

4. *Электронная плотность и масса газовой составляющей.* Электронные плотности n_e , радиус эффективного объема газовой составляющей, r_{eff} , и массы, M , газовых составляющих центральных частей галактик № 69, 147, 147а и 211 определены общепринятыми методами, они описываются в работе [5]. Электронная плотность для газовой составляющей этих галактик определялась при помощи отношений интенсивностей линий [SII] λλ 6717 и 6731 ($R = I_{6717}/I_{6731}$). Эти результаты приведены в табл. 4.

5. *Полуширины линий.* Полуширины эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектрах ядер или сгущений галактик с УФ-избытком, позволяют составить представление о динамике их газовых образований. Однако определение истинных значений этих величин не просто, так как полуширины линий, полученные из наблюдений, являются суммарными значениями

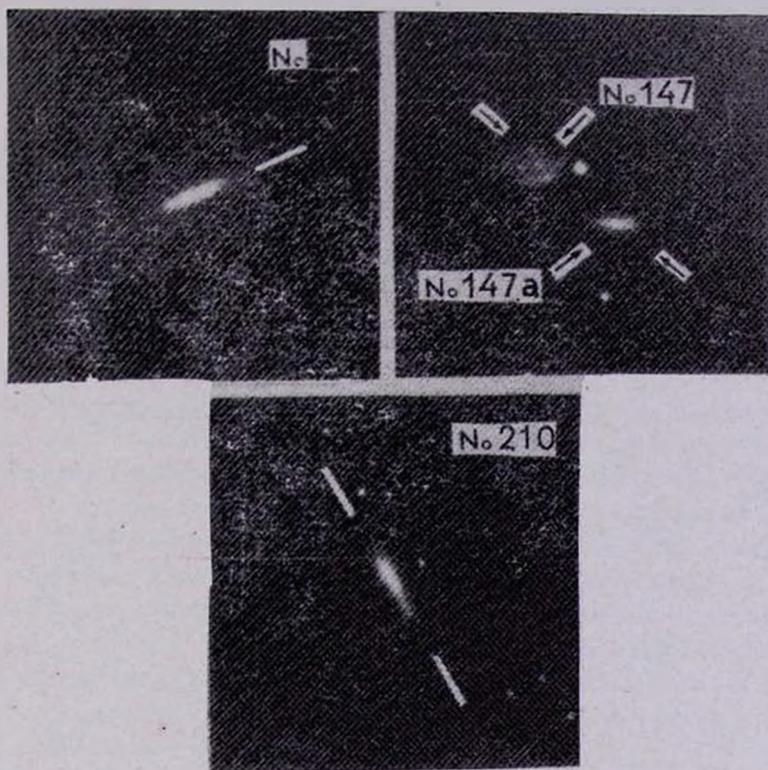


Рис. 1. Репродукции фотографий галактик № 69, 147, 147а и 211. Север сверху, восток справа. Масштаб 1 мм 4" 1.

Ж ст. М. А. Казарян, Э. С. Казарян

ми истинной величины и величины, обусловленной инструментальным профилем линий.

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ
ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК

№ галактики	R	n_*	r_{eff} (пс)	ΣX (ΣX_0)
69	1.25	230	7.5	$1 \cdot 10^4$
147	1.02	700	12.9	$1.6 \cdot 10^5$
147a	0.91	1000	7.3	$4 \cdot 10^4$
211	0.64	2800	2.9	$2.5 \cdot 10^3$

В табл. 5 приведены полуширины линий, $FWHM$, без исправления инструментального профиля линий для вышесотмеченных галактик, а также для сгущений, наблюдавшихся в галактиках № 26, 95 и 460. Номера этих галактик являются порядковыми номерами списков, приведенных в работах [1, 11]. После порядкового номера галактик в скобках, римскими цифрами, приведены номера сгущений. Фотографии этих галактик, а также сгущений приведены в работах [12, 13], на них отмеченные сгущения имеют такие же номера. Причем в работе [13] сгущение I галактики № 95 было классифицировано как ассоциация, а сгущение в галактике № 460 — как сверхассоциация. Сгущение I в галактике № 26 также имеет особенности сверхассоциации [12].

Из табл. 5 видно, что самые низкие значения полуширины наблюдаются у линий $[N II] \lambda 6584$ и H_α в спектре галактики № 211, а также у линии $[N II] \lambda 6584$ в спектрах галактики № 147 и объекта I галактики № 26. Эти значения меняются в интервале 250—290 км/с. Естественно полагать, что полуширина инструментального профиля линий не превосходит эти значения. Однако неизвестны ошибки определения полуширин этих линий. Для их оценки можно использовать линии неба $\lambda 5577$ и $\lambda 6300$, так как они по яркостям близки к яркостям линий $[N II] \lambda 6584$ и H_α , и ошибки, допускаемые при определении их полуширин, будут примерно такого же порядка, как и у линий $[N II] \lambda 6584$ и H_α . В результате обработки многих спектров среднее значение полуширин линий неба $\lambda 5577$ и $\lambda 6300$ оказалось равным $FWHM = 380 \pm 20$ км/с. Если считать, что полуширины линий $[N II] \lambda 6584$ и H_α определены с такой же точностью (20 км/с), то можно их принять за точные величины. Их среднее значение, 270 км/с, можно считать верхним пределом полуширины инструментального профиля линий.

Таблица 5

ПОЛУШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Ион	λ_0	F W H M						№460 (II)
		№26 (I)	№ 69	№95 (1)	№147	№147а	№211	
[SII]	6731		350					340
[SII]	6717		370					320
[NII]	6584	280	460		270	370	290	330
H _γ	6563	310	390	350	350	330	250	330
[OI]	6300		530					
H _δ	5876							410
[OIII]	5007	410	590	460	530	490	430	460
[OIII]	4959	300	470	460	440	480	420	460
H _β	4861	320	520	560	460	470	390	460

6. *Обсуждение результатов.* В работах [1, 2] для галактик № 69, 147 и 211 приведена спектрально-морфологическая (СМ) характеристика «2». Балл «2» означает, что все они имеют сильный УФ-избыток, а характеристика «d» показывает, что спектры на обзорных пластинках имеют диффузные края. В [5] было показано, что области, обладающие характеристикой «d», имеют размеры больше 10", так что УФ-избыток распространяется на широкие области у этих галактик. На наших обзорных пластинках галактика № 147а также имеет УФ-избыток, однако он слабый, ей можно дать характеристику «3». Спектральное описание этих галактик, кроме описания галактики № 147а, приведено в работе [6]. Как в спектрах этих галактик, так и в спектре галактики № 147а наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода, [O III], [O II], [N II] и [S II]. В табл. 6 для этих галактик приведены фотографические звездные величины из каталога Цвикки [7], СМ-характеристики из [1, 2], красные смещения из [6], красное смещение галактики № 147а почти не отличается от красного смещения № 147, поэтому для нее приведено то же значение. В табл. 6 приведены их абсолютные фотографические звездные величины. Из табл. 6 видно, что галактики № 147 и 147а имеют умеренные, а № 69 и 211 низкие светимости.

Эмиссионные линии в спектре галактики № 211 наклонены, что является результатом ее вращения. По этому наклону вычислена линейная скорость вращения галактик, равная 70 ± 16 км/с на расстоянии 1200 пк от ее центральной части.

По формуле $M = RV^2/G$ можно оценить массу этой части галактики № 211, где R — линейный радиус, на расстоянии которого опре-

делена скорость вращения V , G — гравитационная постоянная. С учетом этих данных получается $\mathfrak{M} = 1.4 \cdot 10^9 \mathfrak{M}_{\odot}$. По значениям абсолютной звездной величины галактики, приведенной в табл. 6 и ее массы можно определить отношение массы на светимость, $\mathfrak{M}/L = 5.5$.

Таблица 6
ДАННЫЕ ГАЛАКТИК

№ галактики	m_{pg}	СМ характеристика	z	M_{pg}
69	14 ^m .6	d2	0.0037	-16 ^m .3
147	16.0	d2	0.0266	-19.1
147a	15.6	d3	0.0266	-19.5
211	15.3	d2	0.0049	-16.2

Из табл. 3 видно, что отношение интенсивностей линий [O III] I_{5007}/I_{4959} для галактик № 147 и 147a довольно сильно отклоняется от его теоретического значения 3.0. Для галактики № 147 — $I_{5007}/I_{4959} = 2.16$, а для № 147a — 5.25. Такое отклонение от теоретического значения трудно объяснить ошибками наблюдений, так как они небольшие. Как было отмечено выше, они примерно такие же, какие приведены в [4]. Кроме того, мы можем иметь представление об ошибках также из данных, приведенных в настоящей работе. Из табл. 1 видно, что во время наблюдений спектральные области были выбраны так, что линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H^{β} присутствовали на всех спектрах. На рис. 2 приведены записи обоих спектров одной из этих галактик, № 147a, в шкале почернения, охватывающие область линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H^{β} . Для каждой галактики имеются два значения эквивалентных ширин и относительных интенсивностей этих линий. В табл. 2 и 3 приведены их средние значения. Можно отметить, что данные, полученные из наблюдений, для этих линий отклоняются от их средних значений не больше, чем на 10—15%. О точности определения интенсивностей линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 свидетельствуют также отношения I_{5007}/I_{4959} , полученные для галактики № 69 и 211. Из табл. 3 видно, что они достаточно хорошо совпадают с их теоретическим значением 3.0. Кроме того, отношения интенсивностей линий [N II], I_{6584}/I_{6548} , у галактик № 147a и 211, в спектрах которых [N II] λ 6548 не сливается с H_{γ} , также хорошо совпадают с теоретическим значением отношения этих линий, 3.0. Этот факт также говорит в пользу хорошей точности определения относительных интенсивностей эмиссионных линий.

Таким образом, отклонение отношения интенсивностей линий I_{5007}/I_{4959} от теоретического значения в спектрах галактики № 147 и 147a

реально. Причем, у первой из них значение этой величины меньше ее теоретического значения, а у второй — больше. Из рис. 2 также видно, что у галактики № 147а линия $[O III] \lambda 5007$ очень сильна по сравнению с линией $[O III] \lambda 4959$. Как объяснить такую наблюдательную особенность

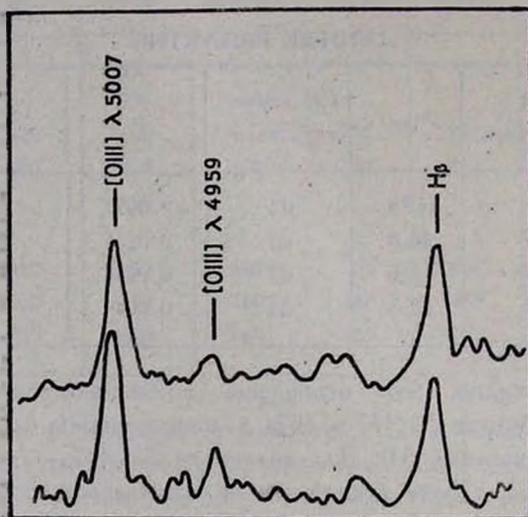


Рис. 2. Запись линий $[O III] \lambda \lambda 5007, 4959$ и $H\beta$, наблюдавшихся в спектрах галактики № 147а.

у этих галактик? В спектре галактики № 147 наблюдается линия $Fe II \lambda 4956$, которая говорит о наличии в ней иона $Fe II$. Линии этого иона наблюдаются в спектрах многих активных галактик [8, 9]. В частности, линии $[Fe II] \lambda \lambda 5007$ и 5006 может сливаться с линией $[O III] \lambda 5007$, а линии $[Fe II] \lambda \lambda 4972, 4951$ и 4948 — с линией $[O III] \lambda 4959$ и будут их усиливать. Так как последние три линии $[Fe II]$ по длинам волн отличаются от $[O III] \lambda 4959$ на 8—13 Å, то их суммарный эффект приводит к тому, что линия $[O III] \lambda 4959$ становится шире. Такой эффект, по всей вероятности, наблюдался в спектре галактики NGC 6677 [10], по аналогии этот эффект может иметь место и у галактики № 147. Однако трудно представить галактики № 147 и 147а в таких физических условиях, чтобы вышеотмеченные линии $[Fe II]$ по интенсивностям распределялись бы так, чтобы у первой галактики сравнительно больше усиливалась $[O III] \lambda 4959$, а у второй — $[O III] \lambda 5007$. По нашему мнению, в галактике № 147а не исключается возможность некоторых иных причин, приводящих к такому значению отношения интенсивностей I_{5007}/I_{4959} , но их трудно предугадать. Для окончательного выяснения этого вопроса, по всей вероятности, требуются новые спектральные наблюдения с высоким разрешением и их обстоятельное изучение.

Как было сказано выше, южная струя галактики № 147 обладает сравнительно ярким сгущением. В [6] оно принято за ядро галактики и был сделан вывод, что это ядро имеет признаки ядра типа Sy 2. На самом деле это образование находится на месте изгиба южной струи (см. рис. 1), и можно считать, что от него отходят две полосы к востоку и западу и вместе составляют южную струю. В таком истолковании это образование можно принять за ядро галактики № 147. В настоящей работе приведены спектрофотометрические данные этого образования. Среди изученных нами галактик это образование обладает самыми высокими возбужденностями газовых составляющих, в его спектре наблюдаются линии He I, [O III] и [Ne III]. Полуширина линии [O III] λ 5007 равна 530 км/с, что больше значения минимума полуширины, принятого в [14] для галактики Sy 2 (без исправления инструментального профиля линии). Ширина этой линии на уровне непрерывного спектра довольно велика, она составляет 2200 км/с, что примерно в 2.5 раза больше такой же величины линии H α . Эти особенности присущи галактикам типа Sy 2, т. е. отмеченное выше образование имеет особенности ядра галактики Sy 2, и № 147 является такой же галактикой.

Из табл. 5 видно, что полуширины равных эмиссионных линий для каждой из этих галактик и образований разные. Для данной галактики или образования самыми широкими линиями являются [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β , а линии [S II], [N II] и H α — узкие. В работе [15] определены полуширины запрещенных линий ($FWHM$) у 18 галактик типа Sy 2. Там же показано, что у двух третей из них наблюдается корреляция между величинами $FWHM$ и критической электронной плотностью (n_e^{cr}), при которой удары второго рода «гасят» данную линию. Такая же корреляция наблюдается у объектов в нашей выборке. Например, для линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, $n_e^{cr} = 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, что примерно на два порядка больше $n_e^{cr} = 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ линий [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717. Соответствующие им полуширины также сохраняют такое неравенство, т. е. $FWHM$ ([O III]) $>$ $FWHM$ ([S II]). Это относится также и к другим запрещенным линиям. В [15] изучаются полуширины эмиссионных линий галактик типа Sy 1, радиогалактик с широкими линиями и QSO. Отмечается, что у этих объектов обычно полуширины линий H β больше, чем H α , а полуширины линии He I λ 5876 еще больше. Мы не можем привести конкретные результаты для отношений полуширин этих линий и линии H β , как это делается в [16], поскольку трудно учесть полуширины инструментального профиля линий. Но в общих чертах можно сказать, что такая особенность наблюдается также у объектов, приведенных в табл. 5.

Из табл. 5 видно, что самые большие значения полуширин эмиссионных линий получились у галактики № 69, а самые низкие — у галактики № 211. Если предположить, что полуширина инструментального профиля

линий [O III] λ 5007 равна значению 380 ± 20 км/с, получившемуся для линий неба, то все равно истинная полуширина линии [O III] λ 5007 у галактики № 69 будет больше 200 км/с. Как отмечается в работе [17], такой шириной обладают галактики типа Sy 2. В спектре галактики № 69 наблюдаются сильные низконионизованные эмиссионные линии [S II], [O I] и [O II], являющиеся типичными LINER. Согласно критерию, принятому в [18], LINER должны удовлетворять условиям $I[\text{O I}] \lambda 6300 / I[\text{O III}] \lambda 5007 > 1/3$ и $I[\text{O II}] \lambda 3727 / I[\text{O III}] \lambda 5007 > 1$. Из данных, приведенных в табл. 3, получается, что у галактики № 69 $I[\text{O I}] \lambda 6300 / I[\text{O III}] \lambda 5007 = 0.4$, а $I[\text{O II}] \lambda 3727 / I[\text{O III}] \lambda 5007 = 1.44$, т. е. действительно она является LINER.

Из табл. 3 видно, что у всех галактик отношение $I_{H\alpha} / I_{H\beta}$ намного больше значения $I_{H\alpha} / I_{H\beta}$, полученного для газовых туманностей для модели «В». Поэтому можно считать, что одной из причин такого значения $I_{H\alpha} / I_{H\beta}$ является пыль, поглощение со стороны которой имеет место в этих галактиках. Как было сказано выше, в центральной яркой части галактики № 69 перпендикулярно оси линзы проходит темная узкая полоса, которая, по всей вероятности, является поглощающей материей — пылью.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. VIII

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The results of spectrophotometry and morphology of galaxies № 69, 147, 211 from lists [1, 2] and of galaxy № 147a are presented. The masses of the gaseous components of these galaxies and the mass of galaxy № 211 are obtained. The values of FWHM of emission lines for objects presented in table 5 differ from each other. The higher values of FWHM have lines [O III] λ 5007, 4959 and H_{β} , the lower values — H_{α} , [S II] λ 6731, 6717. Probably it is the result that the lines which possess different FWHM arise in the regions of the nuclei or knots of galaxies with UV excess having different dynamical properties. It has been shown that the object № 147 is Sy2 galaxy and № 69 is a LINER.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
4. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Астрофизика*, 18, 192, 1982.
5. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 18, 17, 1980.
6. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
7. F. Zwicky, *Katalogue of Selected Compact Galaxies and Postruptive Galaxies*, Publ. CN 3073, Guebling (BE), Zwitterland, 1971.
8. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Письма в Астрон. ж.*, 9, № 11, 648, 1983.
9. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 15, 557, 1979.
10. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 17, 643, 1981.
11. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
12. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Астрофизика*, 18, 192, 1982.
13. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 28, 39, 1988.
14. M. P. Veron, *Astron. and Astrophys.*, 100, 12, 1981.
15. M. M. De Robertis, D. E. Osterbrock, *Astrophys. J.*, 301, 727, 1986.
16. D. E. Osterbrock, J. M. Shuder, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 149, 1982.
17. D. E. Osterbrock, W. G. Mathews, *Ann. Rev., Astron. and Astrophys.*, 24, 171, 1986.
18. T. M. Heckman, *Astron. and Astrophys.*, 87, 152, 1980.

УДК: 524.45:520.27

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК А 1187 И А 1890 НА ЧАСТОТЕ 102 МГц

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, М. А. ОГАННИСЯН

Поступила 15 сентября 1990

Приводятся результаты наблюдений областей скоплений галактик А 1187 и А 1890 на частоте 102 МГц с применением метода мерцаний. В скоплении А 1890 обнаружены два мерцающих источника, один из которых, по-видимому, совпадает с ярчайшей галактикой скопления. Получено, что напряженность магнитного поля у этого источника находится в пределах 120—300 мГс.

1. Введение. Скопления галактик наблюдались в радиодиапазоне неоднократно. Обнаружены как дискретные радиисточники, связанные с отдельными галактиками скопления, так и протяженные источники. Особый интерес представляют точечные радиисточники, которые также должны быть связаны с отдельными галактиками в скоплениях, а возможно, и с ядрами этих объектов. Подобные источники с очень малыми размерами могут быть обнаружены при наблюдениях методом мерцаний.

В настоящей работе, применяя метод мерцаний, на частоте 102 МГц были наблюдаемы области двух скоплений галактик А 1187 и А 1890 из каталога Эйбла [1].

В табл. 1 приведены некоторые сведения об этих скоплениях.

Таблица 1

№ по Эйблу	<i>D</i>	<i>R</i>	<i>z</i>	BM	RS
1187	3	1	0.069	III	Irr
1890	3	0	0.059	I—II	cD

В табл. 1: *D*—класс расстояния, а *R*—класс богатства по Эйблу [1], *z*—красное смещение [2], BM—тип по Баутц—Моргану [3], RS—тип по Руду и Састри [4]. В центре скопления А 1890 имеется доминирующая по яркости галактика. Остальные галактики существенно более слабые. Про-

смотр Паломарских карт показывает, что в этом скоплении довольно много компактных галактик высокой поверхностной яркости.

Оба скопления наблюдались в рентгеновском диапазоне в интервале частот 2—10 Кэв [5]. Скопления не отмечены как источники в рентгеновском диапазоне, для них оценены лишь верхние пределы потока.

Исследованные области наблюдались также в инфракрасном диапазоне. В каталоге IRAS [6] приведены обнаруженные инфракрасные источники. Особенно их много в области А 1890. Однако ни один из этих источников не попадает на область самого скопления.

2. Наблюдения и результаты. Наблюдения проводились на Большой синфазной антенне (БСА) ФИАН на частоте 102 МГц методом мерцающий. Вокруг центра каждого скопления была сканирована область с общей площадью в 36 кв. градусов. Погрешности определения плотности потока для слабых источников около 1 Ян, а для мерцающих источников 0.3—0.5 Ян. Для сильных же источников плотности потока определяются с ошибками около 20% от их значения. Ошибки определения координат порядка 10—15 минут дуги.

Данные о радиоисточниках, обнаруженных на площади 5 кв. градусов в области скоплений, представлены в табл. 2 и 3. В таблицах приведены значения определенных нами координат источников, их плотности потока S_{102} , размеры θ и плотности потоков S_{M10} мерцающих компонентов.

Для некоторых источников имеются радионаблюдения на других частотах. Спектральный индекс источника № 5 (3С 254) в скоплении А 1187 равняется $\alpha = -0.8$, источника № 7 в скоплении А 1890 $\alpha = -1.8$. У центрального источника № 9 в последнем скоплении спектральный индекс $\alpha = -0.6$. Этот источник имеет обозначение 3С 296 (центральная галактика скопления NGC 5535). В спектре этого источника наблюдается завал за частотой 178 МГц.

3. Обсуждение. Распределения источников, приведенных в табл. 2 и 3, представлены соответственно на рис. 1 и 2. Из рис. 2 видно, что в области самого скопления А 1890 имеются два мерцающих источника, один из которых, по-видимому, совпадает с центром скопления.

Мы рассмотрели распределение источников вокруг скопления. С этой целью были определены плотности радиоисточников в областях 36 кв. градусов, 4 кв. градуса и 1 кв. градус, соответственно. Результаты этих определений приведены в табл. 4.

Из данных таблицы видно, что в случае А 1187 нет увеличения плотности к области скопления, а в А 1890 наблюдается резкое увеличение этой плотности при уменьшении площади вокруг скопления. Этот факт показывает, что в скоплении А 1890 имеются физически связанные с ним

Таблица 2

РАДИОИСТОЧНИКИ В ОБЛАСТИ А 1187

№ ист.	α_{1950}	δ_{1950}	S_{102} (Ян)	θ	S_{M102} (Ян)	Спектр. индекс
1	11 ^h 04 ^m 4	39°05'	1.5	<1"	1.5	$\alpha = -0.8$
2	11 05.9	40 40	20.0	<1	2.0	
3	11 08.5	39 50	8.0	НМ	<0.5	
4	11 10.9	38 35	13.0	<1	1.0	
5	11 11.9	40 45	30.0	<1	3.0	
6	11 14.9	39 50	3.0	НМ	<0.5	
7	11.15.4	39 05	1.5	<1	1.5	
8	11 16.9	40 40	4.0	<1	1.0	
9	11 17.9	38 05	3.0	<1	0.7	

Таблица 3

РАДИОИСТОЧНИКИ В ОБЛАСТИ А 1890

№ ист.	α_{1950}	δ_{1950}	S_{102} (Ян)	θ	S_{M102} (Ян)	спектр. индекс
1	14 ^h 08 ^m 0	05°05'	7.5	НМ	<0.5	$\alpha = -1.8$ $\alpha = -0.6$
2	14 09.0	03 25	7.0	НМ	<0.5	
3	14 09.5	07 55	7.0	НМ	<0.5	
4	14 11.0	08 40	8.0	НМ	<0.5	
5	14 11.5	07 40	8.0	НМ	<0.5	
6	14 12.5	07 25	10.0	НМ	<0.5	
7	14 12.5	08 20	14.0	<1"	1.0	
8	14 13.5	09 40	—	<1	0.7	
9	14 14.5	08 25	9.0	0.3	1.5	
10	14 16.0	08 30	7.0	<1	0.7	
11	14 16.0	07 25	12.0	НМ	<0.5	
12	14 16.0	09 15	25.0	<1	5.0	
13	14 18.5	08 40	6.0	НМ	<0.5	
14	14 18.5	07 10	8.5	НМ	<0.5	
15	14 20.5	08 05	4.0	НМ	<0.5	

радиоисточники. При этом оба источника, попадающие на область самого скопления, являются мерцающими. Мы полагаем, что ответственной за центральный источник является ярчайшая галактика в скоплении.

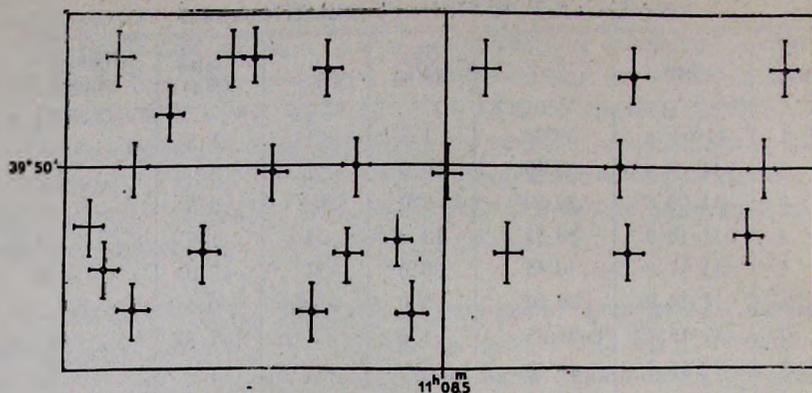


Рис. 1. Распределение радиосточников в области скопления галактик А 1187. Размеры крестиков показывают ошибки определения координат. Крестики с точкой — мерцающие источники, без точки — источники без мерцающих компонентов. Масштаб по δ — $15' \approx 2$ см, по α — $1^m \approx 1$ см.

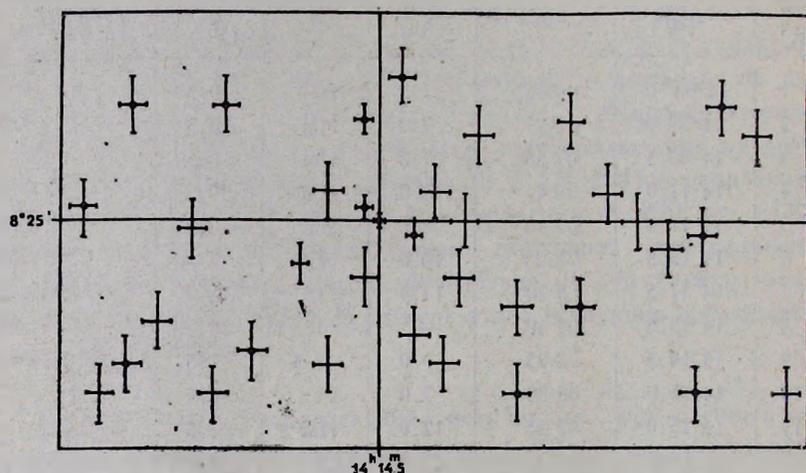


Рис. 2. Распределение радиосточников в области скопления галактик А 1890. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Центральный источник в скоплении А 1890 с угловыми размерами $0.3''$ и плотностью потока 1.5 Ян был использован для оценки напряженности магнитного поля по формуле:

$$H_{\perp} = (2.3 \cdot 10^{-17})^{1/2} \nu^{1/2} S^{-2} \theta^4 (1+z)^{-1},$$

где ν — частота, после которой начинается завал, наблюдающийся в спектре источника, S — плотность потока на этой частоте, θ — угловой раз-

мер, z —красное смещение скопления. В результате получено, что напряженность магнитного поля находится в пределах 120—300 Гс. Отметим, что верхний предел для H_{\perp} существенно больше, чем обычно получается для радиогалактик.

Таблица 4
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Площадь кв. град.	А 1187		А 1890	
	Число р/ист.	Плотность р/ист. на кв. град.	Число р/ист.	Плотность р/ист. на кв. градус
36	26	0.72	35	0.97
4	4	1.0	9	2.25
1	1	1.0	3	3.0

Таким образом, по радионаблюдениям на частоте 102 МГц нами обнаружены два мерцающих источника в скоплении А 1890, один из которых, по всей вероятности совпадает с ярчайшим членом скопления.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

RADIOOBSERVATIONS OF CLUSTERS OF GALAXIES A1187 and A1890 at 102 MHz

A. T. KALLOGHLIAN, M. A. HOVHANNISSIAN

The results of observations of clusters of galaxies A 1187 and A1890 at 102 MHz by using the scintillation method are given. Two of scintillation sources are located in the cluster A1890, one of which apparently coincides with the brightest member of the cluster. The magnetic field of this source is estimated to be in the range 120 — 300 mGs.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Abell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 3, 211, 1958.
2. M. F. Struble, H. J. Rood, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 543, 1987.
3. A. Leir, S. van den Bergh, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 34, 381, 1977.
4. H. J. Rood, G. N. Sastry, *Pub. Astron. Soc. Pacif.*, 83, 313, 1971.
5. J. D. McKee, R. F. Mushotzky, E. A. Boldt, S. S. Holt, F. E. Marschall, S. H. Prado, P. J. Serlemitsos, *Astrophys. J.*, 242, 843, 1980.
6. IRAS, v. 2, 455, 1988; v. 3, 376, 1988.

УДК: 524.72-524.52

РОЛЬ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЭВОЛЮЦИИ СПИРАЛЬНЫХ И ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК

А. А. ПЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 8 октября 1987

Принята к печати 14 августа 1990

Рассмотрено содержание нейтрального и молекулярного водорода в нашей Галактике, а также в других галактиках и в скоплениях и группах галактик. В работе сделаны следующие выводы. 1. Как в нашей Галактике, так и в других спиральных галактиках происходит превращение облаков молекулярного водорода в облака нейтрального водорода. 2. Чем старше галактика, тем выше в ней процент содержания нейтрального водорода. 3. Эволюционный путь для спиральных галактик идет от ранних спиралей к иррегулярным галактикам ($Sa \rightarrow Sb \rightarrow Sc \rightarrow Irr$).

1. *Введение.* В современной астрофизике накоплен уже значительный материал, относящийся к эволюционным процессам в мире звезд и галактик. Это дало возможность выяснить происхождение и даже механизм образования некоторых видов объектов. Так, например, установлено, что планетарные туманности возникают из вещества, выброшенного звездами. Правда, мы не знаем еще точно, сколько времени продолжается этот выброс. Но несомненно, что здесь направление эволюционного процесса установлено надежно. То же, с несколько меньшей определенностью можно сказать о широком, хотя и менее изученном классе кометарных туманностей. Все больше данных выясняется в отношении диффузных туманностей, облаков нейтрального водорода и молекулярных облаков. Несомненно, что в этих трех классах объектов переходы из одного класса в другой возможны и на самом деле происходят. Однако в литературе нет определенного решения вопроса о том, в каком преимущественно направлении происходят эти процессы. Между тем, решение этого вопроса может сыграть важную роль в понимании эволюции как нашей, так и других галактик. Мы знаем о существовании иррегулярных и карликовых галактик, в которых нейтральный водород составляет более 30% их массы (например, ММО). Более того, мы знаем о существовании объектов в подгруппе галактик G11 (по массам и размерам эти объекты соответствуют карликовым галактикам), у которых ничего, кроме HI, надежно не обнаруже-

но. Очень возможно, что основная масса вещества этих галактик находится в форме H I . Естественно встает вопрос, в какой форме находилась эта масса в прошлые эпохи. Не является ли такая масса нейтрального водорода результатом превращения из других видов облаков? Если учесть оценку времени жизни облаков в подгруппе галактик G11 ($>4 \cdot 10^9$ лет), то напрашивается вывод о том, что эта совокупность облаков нейтрального водорода может составлять конечный результат развития галактик, или, скорее, быть значительной частью конечного продукта. Сейчас распространена противоположная точка зрения, согласно которой галактики с большой массой H I являются начальной фазой эволюции галактик (основана она на допущении о переходе $\text{H I} \rightarrow \text{H}_2$). Настоящая работа посвящена выявлению истинного положения дел в этом вопросе. Естественно поэтому, что она носит отчасти характер обзора наблюдательных данных. В результате обзора и анализа этих данных мы приходим к выводу о происходящем в галактиках процессе превращения молекулярных облаков после некоторой эволюции (через стадию H II) в облака нейтрального водорода, хотя не исключена возможность и обратного перехода ($\text{H I} \rightarrow \text{H}_2$).

2. *О распространенности H I и H_2 в нашей и других галактиках.* Кроме облаков H I нас будут интересовать молекулярные облака, состоящие в основном из H_2 . Прямые наблюдения H_2 очень ограничены, основные данные о распределении H_2 получены косвенным путем — с помощью наблюдений в линиях ^{12}CO и ^{13}CO . Отсюда и расхождения в оценках масс молекулярных облаков.

Классификация молекулярных облаков основана на их размерах. Различают собственно молекулярные облака размерами в 1, 10 и 30 пк и гигантские молекулярные облака размерами в ~ 50 пк [1]. Недавно был обнаружен новый вид — гигантские молекулярные комплексы [2, 3]. Размеры этих комплексов ~ 100 пк. Удалось обнаружить, что эти комплексы располагаются вдоль спиральных рукавов Галактики, причем это расположение соблюдается удивительно строго, намного четче, чем расположение облаков H I вдоль этих рукавов [2]. Отстоят эти комплексы друг от друга вдоль спирального рукава на ~ 1 кпк. Расчеты показывают, что молекулярный водород в нашей Галактике в основном сосредоточен в этих комплексах. Молекулярные комплексы и гигантские молекулярные облака отсутствуют в пространстве между рукавами, где их наличие было бы обнаружено с большей легкостью, чем в рукавах [3]. В отношении крупномасштабного распределения мелких молекулярных облаков нельзя сказать ничего определенного (из-за низкой чувствительности приемной аппаратуры).

Обратимся теперь к распространенности H_2 и H I в нашей Галактике. Распределение H_2 очень интересно — кроме пика в центральной обла-

сти Галактики, H_2 в основном сосредоточен внутри большого галактического кольца—области резко выраженной концентрации H_2 в кольце $R = 4 \div 8$ кпк. В этом молекулярном кольце наблюдается повышенная концентрация и других объектов I населения — зон H II, пульсаров, остатков сверхновых, источников диффузного γ -излучения и синхротронного излучения.

Перейдем к распределению HI. На долю облаков HI приходится примерно половина всей массы атомарного водорода [4]. Средние параметры этих облаков следующие: плотность $n \approx 40 \text{ см}^{-3}$, температура $T \approx 70^\circ \text{K}$. Выделяются две группы облаков: с диаметром ~ 70 пк и ~ 10 пк, причем последние оказываются примерно в 8 раз более многочисленными [1]. Облака HI по кинематике и распределению по z -координате соответствуют молодому населению диска, однако средняя концентрация n (HI) достигает максимума 0.3 см^{-3} в кольце $8 < R < 13$ кпк. Концентрация, превышающая 0.1 см^{-3} , наблюдается до 15 кпк [4]. Таким образом, облака HI являются преимущественно периферическими объектами нашей Галактики.

Теперь обратимся к распределению H_2 и HI в других галактиках.

Спиральные галактики. Данные радионаблюдений показывают, что среди галактик одинаковой оптической светимости галактики типа Sc имеют большее количество CO, чем галактики типов Sa и Sb [5]. Распределение CO хорошо коррелирует с распределением HI, но CO сильнее концентрируется к рукавам галактик [6]. Распределение CO внутри Sc-галактик имеет максимум в центральной области и быстрый спад к периферии, у ярких галактик этот спад продолжается до 10 кпк, в то время как HI у ярких галактик простирается до ~ 25 кпк. Среди Sb-галактик встречаются галактики, которые содержат молекулярные кольца подобно нашей Галактике [5]. Отношение H_2/HI Sc-галактиках примерно такое же, как в нашей Галактике (в ее диске). Однако, отношение M_{H_2}/M_{HI} растет от Sa к Sc, причем некоторые галактики поля имеют протяженные оболочки из HI [7].

Магеллановы облака [8]. В БМО CO обнаружено на 5% исследованной площади ($6^\circ \times 6^\circ$). Интенсивность CO ниже, чем в галактических молекулярных облаках. Основное излучение приходит из 4-х больших комплексов, содержащих также много других представителей I типа населения. Эти комплексы хорошо коррелируют в местоположении и скорости с наиболее плотными областями HI — они расположены недалеко от этих областей, а скорости этих комплексов совпадают со скоростью наиболее интенсивного пика в спектре излучения 21 см. Здесь нужно отметить, что в то время, как линии CO узкие и одиночные, линии HI имеют очень

сложную структуру. Отношение $n(\text{H}_2)/n(\text{HI})$ примерно на порядок меньше, чем в нашей Галактике.

В ММО СО было обнаружено только в SW-части перемычки. Из 10 областей с заметным излучением СО, 7 областей находятся в центрах темных облаков, остальные 3 находятся вблизи НII областей. Как и в БМО, излучение в СО обнаружено вблизи региона максимальной интенсивности НI. Излучение на 21 см имеет множество пиков, отстоящих друг от друга на $30 \div 40$ км/с. СО совпадает по скорости с наиболее интенсивным пиком НI. Важным отличием от излучения НI является узость линий СО. Магеллановы облака содержат удивительно большое количество НI. Отношение массы НI ко всей динамической массе таково: $M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}} = 0.09$ для БМО и 0.32 для ММО. Для нашей Галактики это отношение равно 0.01, а среднее для солнечной окрестности 0.06. По обилию НI и малому количеству СО галактики БМО и ММО являются типичными среди иррегулярных галактик: как отмечено в [9], частота обнаружения СО в карликовых и Iг галактиках 1 из 7. Эти галактики имеют очень слабое излучение СО по сравнению со спиральными, имеющими ту же светимость в полосе В. БМО и ММО не исключение и по малому обилию тяжелых элементов. В [10] приводятся следующие данные. Отношения обилий O/H и N/S удивительно постоянны вдоль дисков Iг-галактик. Металлы перемешаны, по крайней мере, вдоль видимых в оптике областей. Не выявляется связи между металличностью и пространственными размерами галактик. Как и Магеллановы облака, другие Iг-галактики вообще имеют повышенное по сравнению со спиральными галактиками количество НI, некоторые из них имеют гало из НI, простирающееся на несколько оптических радиусов.

Что касается имеющихся данных о содержании НI в карликовых галактиках, то, как отмечено в [11], среднее отношение $M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}}$ для этих галактик $\sim 30\%$, даже обнаружена галактика с $M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}} \approx 70\%$ (Leo A).

Галактики ранних типов. Работы по обнаружению темных облаков в эллиптических галактиках начались в последние годы в связи с развитием новой светоприемной аппаратуры. Среди эллиптических галактик выделяются галактики типа NGC 5128, имеющие темный диск, проходящий через центр галактик. Известно уже несколько галактик подобного типа. Было обнаружено, что NGC 5128 состоит из эллиптической и предположительно спиральной (темный диск) галактик с общим центром масс. Диск состоит из пыли, газа, областей НII, характерных для спиральных галактик. Диск вращается быстро, а эллиптическая галактика — медленно. Недавно было сообщено о галактике NGC 807, которая окружена вращающимся диском, состоящим из НI. Масса этого диска оценена в $10^{10} M_{\odot}$ [12]. Галактика расположена отдельно, приливное воздействие соседних галактик исключается.

Скопления галактик. По крайней мере у 5 скоплений (Virgo, Coma, A 1367, A 2147, A 262) обнаружено явление увеличения дефицита HI при приближении к центру скопления [7] (здесь речь идет о дефиците относительного количества HI у спиральных галактик скоплений по отношению к спиральным галактикам поля). Вызывает интерес также факт наличия наибольшего количества галактик с дефицитом HI у двух скоплений, являющихся наиболее сильными излучателями в рентгеновских лучах (Coma и A 2147).

Обнаружение HI вне пределов оптических изображений галактик. Как уже упоминалось, поздние спирали и Iгг-галактики часто имеют гало из HI, простирающееся на несколько оптических радиусов. Кроме гало часто обнаруживаются отростки из HI в виде «хвостов» и мостов между галактиками. Считается, что отростки образуются вследствие приливного воздействия. У галактики NGC 628 наличие длинного отростка не может быть объяснено близким прохождением соседней галактики [7]. Наличие высокоскоростного газа около M 51, сложное распределение газа в квинтете Стефана [13] и наличие межгалактических изолированных облаков в подгруппе галактик G 11 во Льве являются другими примерами, не удовлетворяющими прямым приливным моделям, включающим недавние столкновения соседних галактик.

Облака HI в подгруппе галактик во Льве. Недавно была обнаружена система облаков HI, входящая в подгруппу галактик G 11. Эта подгруппа находится в комплексе, состоящем из нескольких подгрупп, около M96 [14]. Подгруппа G 11 состоит из галактик ранних типов, кроме спиралей M 95 и M 96, и имеет среднюю (гелиоцентрическую) скорость 810 км/с. Расстояние этой подгруппы от нашей Галактики ~ 10 Мпк. Средняя скорость облаков HI ~ 960 км/с, что достаточно близко к средней скорости подгруппы. Это может свидетельствовать о расположении облаков примерно в центре подгруппы. В [15] было найдено, что облака HI расположены преимущественно вдоль кольца с диаметром в 200 кпк вокруг галактик M 105 (E0) и NGC 3384 (SB0), причем радиальные скорости облаков соответствуют вращению вдоль кеплеровской орбиты с периодом $4 \cdot 10^9$ лет. Это время в несколько раз больше времени прохождения в системе этих облаков.

Наблюдения с большим разрешением показали, что эти водородные облака имеют плотность, близкую к плотности межзвездного газа нашей Галактики [16]. Они имеют массы HI и размеры, сходные с маленькими карликовыми галактиками. Масса всей системы облаков оценивается в $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$.

Происхождение этих облаков HI остается загадкой. В [16] отмечается, что остается неясным, как такие плотные сгущения HI могли оставить-

ся устойчивыми против коллапса и не превратиться в звезды в течение времени более $4 \cdot 10^9$ лет.

3. Два свидетельства превращения облаков H_2 в облака $H I$. 1) Радиальные системы темных глобул в нашей Галактике. Кроме гигантских молекулярных облаков в нашей Галактике существуют также маленькие непрозрачные облака, состоящие из пыли и газа. Такими объектами являются глобулы Бока, а также глобулы и слоновьи хоботы в областях $H II$. В [17] приводится довольно полный обзор темных глобул и радиальных систем, состоящих из этих глобул.

Радиальные системы глобул в ассоциации Сер OB2. В ассоциации Сер OB2 нами были обнаружены 4 радиальные системы темных глобул [17]. Из них три составляют новый тип радиальных систем—без ионизованной области, центральные звезды систем классов, позднее, чем В, но радиальная система темных глобул еще не распалась. Для центральных звезд этих систем были получены спектральные классы K2 II и A0 II [17].

Разделение на системы в [17] было произведено исходя из радиальной, относительно центра, направленности хвостов глобул. Для обоснованности такого разделения было решено измерить радиальные скорости глобул с помощью CO-наблюдений [18]. Получены следующие результаты. В системе глобул «а» были выделены две подгруппы с разницей средних скоростей в 3.5 км/с. Подгруппы раздельны также пространственно, что может свидетельствовать о том, что система «а» образована из двух облаков. Разность средних радиальных скоростей систем «а» и «б»—9.4 км/с. Разделение радиальной системы на подгруппы на основе отличия радиальных скоростей наблюдается и у системы, окружающей звезду λ Ori. Исходя из данных о скоростях глобул системы, окружающей звезду λ Ori, приведенных в [19], можно сделать вывод о том, что эта система также состоит из двух пространственно разделенных подгрупп с разницей средних скоростей, равной 9.1 км/с.

Приведенные выше разности средних скоростей отдельных подгрупп находятся в хорошем согласии с найденным в [3] результатом, согласно которому в молекулярных комплексах скорости соседних темных облаков в пределах данного комплекса могут отличаться на ~ 10 км/с.

Распределение $H I$ в Сер OB2. Остается невыясненным, что же происходит с областью $H II$ после ослабления блеска центральных звезд радиальных систем. Для ответа на этот вопрос были построены карты распределения $H I$ в Сер OB2. Средняя радиальная скорость звезд ассоциации Сер OB2—8 км/с [17]. Были построены радиокарты для области $l=(90^\circ \div 102^\circ)$, $b=(-2^\circ \div +7^\circ)$ с помощью каталога [20]. В этом каталоге для данных галактических координат приведены профили линий

21 см. Около скорости 0 км/с есть три пика: на -20 , -8 и $+6$ км/с. Радиокарты были построены отдельно для каждой из этих скоростей (см. рис. 1—3). Из этих рисунков видно, что распределение радиоизотоп на скорости -8 км/с хорошо коррелирует с распределением глобул в радиальных системах: система «а», связанная с областью Н II IC 1396, не содержит заметного количества Н I, а системы «б» и «в» связаны с облаком Н I. Если принять, что размеры этого облака по лучу зрения равны его размерам на картинной плоскости и что это облако находится на расстоянии ассоциации Сер OB2 (750 пк), то для него можно получить следующие параметры: размеры $d = 30$ пк, масса $M = 10^3 M_{\odot}$, плотность $n_H = 17 \text{ см}^{-3}$.

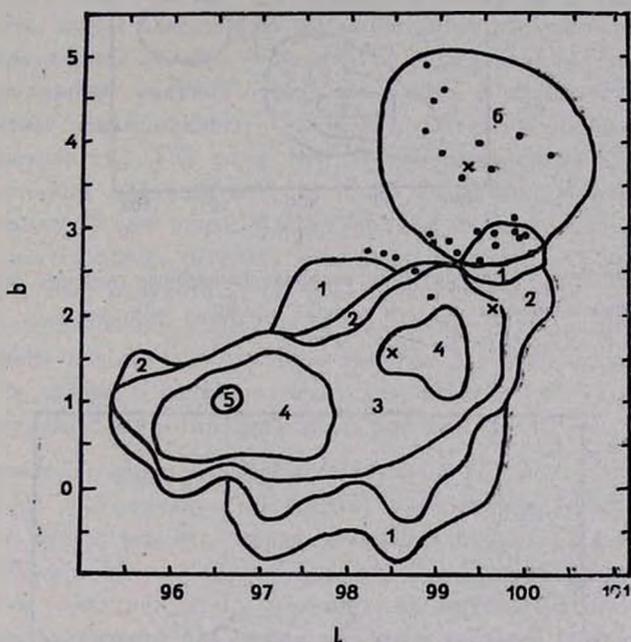


Рис. 1. Распределение нейтрального водорода (имеющего скорость около -8 км/с) в Цепесе. Крестиками обозначены центральные звезды радиальных систем, точками — темные глобулы (ГРС). Цифрами отмечены области равных антенных температур: 1 — $45^\circ \text{K} < T_A < 56^\circ \text{K}$; 2 — $56^\circ \text{K} < T_A < 57^\circ \text{K}$; 3 — $57^\circ \text{K} < T_A < 74^\circ \text{K}$; 4 — $74^\circ \text{K} < T_A < 80^\circ \text{K}$; 5 — $T_A > 80^\circ \text{K}$. Цифрой 6 отмечена зона Н II.

О связи между областями Н II и облаками Н I. Образование облака Н I в Сер OB2 можно объяснить рекомбинацией ионизованных атомов — область Н II превратилась в облако Н I. Сравним параметры межзвездных облаков Н I и известных областей Н II. В [21] приводятся следующие данные: размеры галактических областей Н II располагаются в интер-

вале ($10 \div 160$) пк, со средним значением 50 пк, электронная плотность лежит в интервале ($5 \div 170$) см^{-3} , со средним значением 30 см^{-3} . Для облаков Н I из [1] имеем: $n_{\text{H}} = (20 \div 40) \text{ см}^{-3}$, размеры облаков группируются около 10 и 70 пк. Как видно из этих данных, постепенный переход от зоны Н II к облаку Н I без существенных изменений размеров и плот-

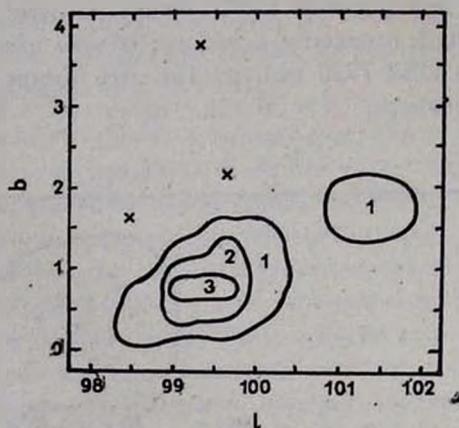


Рис. 2. Распределение нейтрального водорода (имеющего скорость около -20 км/с) в Цефее. Цифрами отмечены области равных антенных температур: 1 — $57^\circ \text{ К} < T_A < 74^\circ \text{ К}$; 2 — $74^\circ \text{ К} < T_A < 79^\circ \text{ К}$; 3 — $T_A > 79^\circ \text{ К}$.

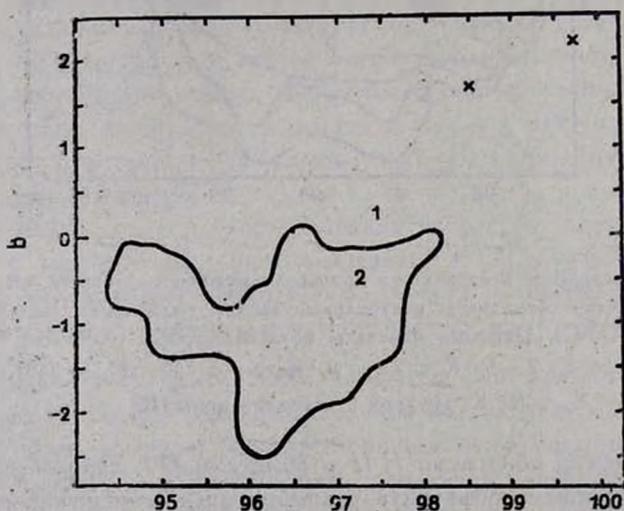


Рис. 3. Распределение нейтрального водорода (имеющего скорость $+6 \text{ км/с}$) в Цефее. Цифрами отмечены области равных антенных температур: 1 — $T_A < 17^\circ \text{ К}$; 2 — $T_A > 17^\circ \text{ К}$.

ности вполне реален. Можно предположить, что переход от зоны Н II к облаку Н I происходит постепенно, путем образования вокруг области Н II оболочки Н I с последующим уменьшением внутреннего радиуса этой оболочки. В литературе имеются данные о наличии таких оболочек. Так, в [22] сказано, что из 32 исследованных зон Н II, 17 (то есть более половины) окружены оболочкой Н I.

Гигантские молекулярные облака как источник образования глобул и облаков Н I. Как известно, ранние звезды бывают расположены в основном на периферии гигантских молекулярных облаков. При своем образовании они ионизируют и вытесняют из своего окружения вещество молекулярного облака, образуя зону Н II и радиальную систему темных глобул. Таким образом, имеем следующую эволюционную последовательность: гигантское молекулярное облако \rightarrow зона Н II + радиальная система темных глобул \rightarrow радиальная система темных глобул + облако Н I в ассоциации \rightarrow отдельные изолированные темные глобулы и облака Н I в межзвездном пространстве. Тот факт, что межзвездная среда в основном состоит из отдельных облаков, то есть имеет клочковатую структуру, был подчеркнут около 50 лет назад Амбарцумяном и Горделадзе [23, 24].

В [25] имеется обзор литературных данных об облаках Н I и Н₂. Приводятся интересные результаты об исследовании спектра размеров облаков Н I в околосолнечной окрестности. Оказывается, что показатель этого спектра очень похож на показатель спектра размеров облаков Н₂. Там же приводятся данные о наличии гигантских облаков Н I, сходных по размерам с молекулярными комплексами (с массами до $10^7 M_{\odot}$).

2) *Крупномасштабное образование облаков Н I в галактике М 83.* С помощью VLA, наблюдались облака Н I в галактике М 83 [26]. Аллен и др. сделали вывод, что гигантская кольцевая структура (~ 1 кпк), состоящая из облаков Н I и окружающая область звездообразования в центральной части галактики М 83, образовалась путем распада Н₂ под действием ультрафиолетового излучения молодых звезд. В данном случае мы опять имеем эволюционную последовательность Н₂ \rightarrow Н I, осуществленную под действием излучения молодых звезд.

4. *Заключение.* Подытожим выводы из данных наблюдений, изложенных в настоящей работе. Из перечисленных ниже пунктов нам принадлежит пункт 6.

1. Имеется четкое увеличение относительного содержания Н I (M_{HI}/M_{tot}) вдоль последовательности ($E \rightarrow S0 - S0/a -$) \rightarrow Sa \rightarrow Sb \rightarrow Sc \rightarrow Ir.

2. У многих I Г и у некоторых Sc галактик наблюдаются обширные оболочки из Н I. 3. Имеются плотные облака из Н I в межгалактическом пространстве, возраст некоторых из них оценивается в $4 \cdot 10^9$ лет. 4. Как облака CO (то есть Н₂), так и облака Н I концентрируются к спиральным вет-

вям (как в нашей Галактике, так и в других спиральных галактиках), но *расположение вдоль ветвей у SO намного более четкое, чем у HI*. 5. В галактике M 83 мы имеем случай превращения молекулярных облаков в облака HI (под действием излучения ярких звезд). 6. В ассоциации Сер OB2 мы имеем дело с превращением облаков H₂ (под действием излучения ярких звезд, через промежуточную стадию HII) в облако HI.

Если первые два пункта можно интерпретировать как с точки зрения превращения H₂ в HI, так и наоборот (в зависимости от этого меняется эволюционный путь развития галактик: Sa → Sb → Sc → Iг или наоборот), то остальные пункты четко свидетельствуют в пользу того, что *наблюдается превращение облаков H₂ в облака HI*. Это означает, что чем старше галактика, тем больше в ней отношение M_{HI} / M_{tot} . Рассмотрим также факты, относящиеся к скоплениям галактик, с точки зрения данной концепции.

В [27, 28] было отмечено, что скопления галактик часто имеют положительную энергию и поэтому являются нестационарными системами, вследствие чего галактики, входящие в скопления, в среднем моложе галактик поля. Подобное же сравнение можно сделать между галактиками, входящими в центральные области скоплений и во внешние области: галактики, входящие в центральные области скоплений, моложе галактик, расположенных на периферии.

Относительно скоплений галактик мы имеем следующие наблюдательные факты. 1. При приближении к центру скопления увеличивается дефицит HI у спиральных галактик (а также у SO и SO/a галактик). 2. Дефицит HI выше у галактик, принадлежащих скоплению, чем у галактик поля. 3. Скопления, имеющие сильное рентгеновское излучение, имеют и больше галактик с дефицитом HI. С учетом этих трех пунктов можно сделать следующий вывод: галактики, входящие в более молодые системы, имеют и больший дефицит HI, то есть мы опять имеем в качестве критерия молодости меньшее относительное количество HI.

Относительно нашей Галактики мы можем констатировать, что чем дальше от ядра Галактики, тем выше относительное содержание HI, то есть согласно выдвинутой выше гипотезе, тем старше население диска. Здесь также нужно отметить, что при удалении от ядра нашей Галактики уменьшается обилие тяжелых элементов, приближаясь к обилию, характерному для Iг-галактик.

Рассмотрим в свете предложенной схемы H₂ → HI случай галактик типа NGC 5128. Спиральная составляющая этих галактик со временем должна претерпеть существенные изменения: темные молекулярные облака должны превратиться в основном в облака HI. Можно предположить, что галактика NGC 807, о которой было сказано выше, является как раз

галактикой типа NGC 5128 на том этапе эволюции, когда диск уже в основном состоит из HI.

Из данной работы можно сделать три основных вывода. 1. Как в нашей Галактике, так и в других спиральных галактиках происходит превращение облаков H₂ в облака HI. 2. Чем старше галактика, тем выше в ней процент содержания HI (в некоторых случаях большая часть массы галактики может состоять из HI). 3. Эволюционный путь для спиральных галактик идет от ранних спиралей к Irr-галактикам (Sa→Sb→Sc→Irr).

Автор выражает искреннюю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE ROLE OF NEUTRAL HYDROGEN IN THE EVOLUTION OF SPIRAL AND IRREGULAR GALAXIES

A. L. GYULBUDAGHIAN

The contents of neutral and molecular hydrogen in our Galaxy, as well as in other galaxies, groups and clusters of galaxies is discussed. Two examples which look like a proof in favour of transformation of H₂ clouds into HI clouds are given: one in the association Cep OB2, the other is in the galaxy M 83. The following conclusions are made. 1. In our Galaxy as well as in other spiral galaxies, the H₂ clouds are transformed into HI clouds. 2. The percentage of HI in the galaxy depends on the age: if the galaxy is older, the percentage of HI is higher. 3. The evolutionary path for the spiral galaxies goes from the early spirals to the irregular galaxies (Sa→Sb→Sc→Irr).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Марочник, А. А. Сучков, в кн. «Галактика», Наука, М., 1984, стр. 139.
2. R. Cohen, D. Gabelsky, J. Mag, L. Bronfman, H. Alvarez, P. Thaddeus, *Astrophys. J.*, 290, L15, 1985.
3. T. Dame, B. Elmegreen, R. Cohen, P. Thaddeus, *Astrophys. J.*, 305, 892, 1986.
4. Д. Клейтон, в кн. «Протогалактики и планеты», ред. Т. Герелс, Мэр, М., 1982, стр. 18.
5. J. Young, In „The Milky Way“, IAU Symp. № 106, 1985, p. 183.
6. A. Starke, *ibid*, p. 445.
7. M. Haynes, R. Giovanelli, G. Chincarini, *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 22, 303, 1986.
8. M. Rubio, R. Cohen, J. Montani, *Rev. Mex. Astron. and Astrophys.*, 12, 303, 1986.
9. F. Combes, In „Stars forming dwarf galaxies“, ed. D. Kunth, T. Thuan, J. Tran Thanh, 1985, p. 307.

10. *J. Gallagher III, D. A. Hunter*, *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, **22**, 37, 1984.
11. *W. Sargent, K. —J. Lo*. In „Stars forming dwarf galaxies“, 1985, p. 253.
12. *L. Dressel*, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **18**, 998, 1986.
13. *R. Allen, W. Sullivan*, *Astron. and Astrophys.*, **84**, 181, 1980.
14. *S. Schneider, G. Helou, E. Salpeter, Y. Terzian*, *Astrophys. J.*, **273**, L1, 1983.
15. *S. Schneider*, *Astrophys. J.*, **288**, L 33, 1985.
16. *S. Schneider, E. Salpeter, Y. Terzian*, *Astron. J.*, **91**, 13, 1986.
17. *А. Л. Гюльбудагян*, *Астрофизика*, **23**, 295, 1985.
18. *А. Л. Гюльбудагян, Л. Ф. Родригес, Х. Канто*, *Астрофизика*, **24**, 202, 1986.
19. *R. Maddalena et al.*, *Astrophys. J.*, **303**, 375, 1986.
20. *H. Weaver, D. Williams*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **8**, 1, 1973.
21. *I. V. Gosachinskij, V. K. Khersonskij*, *Astrophys. and Space Sci.*, **107**, 289, 1984.
22. *A. P. Venger, I. V. Gosachinskij, V. G. Grachev, T. M. Egorova, N. F. Ryzhkov, V. K. Khersonskij*, *Astrophys. and Space Sci.*, **107**, 271, 1984.
23. *В. А. Амбарцумян, Ш. Г. Горделадзе*, *Бюл. Абастуман. астрофиз. обсерв.*, **2**, 37, 1938.
24. *В. А. Амбарцумян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, **6**, 1, 1951.
25. *S. Terebey, M. Fich, L. Blitz, Ch. Henkel*, *Astrophys. J.*, **308**, 357, 1986.
26. *R. Allen, P. Atherton, R. Tilanus*, *Nature*, **319**, 296, 1986.
27. *В. А. Амбарцумян*, *Изв. АН Арм.ССР, С ер. физ.*, **9**, 23, 1956.
28. *В. А. Амбарцумян*, *Астрон. ж.*, **66**, 536, 1961.

УДК: 524.316

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. II. ПОЛЯ

$\alpha = 09^h50^m$, $\delta = +55^\circ00'$ и $\alpha = 11^h30^m$, $\delta = +59^\circ00'$

Дж. А. СТЕПАНЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА,
Л. К. ЕРАСТОВА, В. О. ЧАВУШЯН

Поступила 20 июня 1990

Принята к печати 15 июля 1990

Приводятся данные о 49 звездных объектах из двух полей SBS-обзора с координатами центров $\alpha = 09^h50^m$, $\delta = +55^\circ00'$ и $\alpha = 11^h30^m$, $\delta = +59^\circ00'$. Открыты 21 QSO, четыре сейфертовские и три эмиссионные галактики. Остальные — белые карлики и горячие субкарлики различных типов. Три объекта оказались континуальными.

Приводятся основные параметры эмиссионных линий и другие данные для всех квазизвездных объектов, а также сканы подавляющего большинства QSO. Даны также сканы некоторых типичных белых карликов и субкарликов.

1. *Введение.* Приводится вторая статья этой серии. В первой статье [1] нами были приведены спектральные данные о 54 звездных объектах, расположенных в двух SBS-полях. Среди них были открыты 23 QSO, два Lipeг и одна сейфертовская галактика первого типа.

В настоящей статье приводятся аналогичные данные еще для 49 звездных объектов из кандидатов в QSO и BSO, расположенных в двух полях SBS-обзора с координатами центров $\alpha = 09^h50^m$, $\delta = +55^\circ00'$ и $\alpha = 11^h30^m$, $\delta = +59^\circ00'$.

В последних полях открыты еще 21 QSO и четыре сейфертовские галактики. Остальные — белые карлики и горячие субкарлики различных типов. Методика наблюдений и обработки дана в работе [1].

2. *Результаты исследований.* В табл. 1 приведены сводные данные об изученных объектах: 1 — обозначение SBS согласно [2—7], 2 — дата наблюдений, 3 — исследованный спектральный диапазон в ангстремах, 4 — время экспозиции в секундах, 5 — звездная величина согласно [2—7], 6 — обворный тип согласно [2—7], 7 — спектральный тип.

Таблица 1

Обозначение SBS	Дата	Спектральный диапазон (А)	Экспози- ция (с)	m_B	Обзор- ный тип	Спект- ральный тип
1	2	3	4	5	6	7
0934+557	11.11.85	3570—5340	1058	18 ^m	BSO	sdB
0934+539	01.04.87	3300—6700	578	18	BSO	DM
0934+551	01.04.87	3300—6700	4058	18	BSO	sdOB
0936+553 A	14.03.83	3600—5200	1500	19.5	BSO	DAF:
0936+553 B	14.03.83	3600—5200	1500	19.5	BSO	QSO
	06.12.85	3570—5340	3582			
	25.11.87	3440—5840	1109			
0938+548	10.10.83	3450—6850	1034	19	QSO	Cont:
0939+535	15.03.83	3800—7500	900	19.5	BSO	Cont:
0940+566	28.12.84	3500—5700	1500	19	QSO	sd
	29.03.86	3500—5150	3298			
0942+564	11.11.85	3320—5080	1329	18.5	QSO	QSO
	11.11.85	3660—5400	796			
0944+540	17.03.80	3500—5700	600	17	BSO	QSO
	03.11.80	5700—7500	900			
	28.11.81	4700—7000	900			
	29.03.87	3330—6730	1544			
0945+549	14.03.83	3500—5700	960	18	QSO	QSO
	05.03.89	3500—6900	1444			
0946+555	28.12.84	3500—5700	900	17.5	BSO	ELG
0946+534 B	26.12.84	3500—5700	1560	18.5	QSO	Cont.
	03.11.85	3700—5400	2105			
0950+561	28.12.84	3500—5700	1500	19	QSO	DA
0950+565	28.12.84	3500—5700	1500	19.5	QSO	QSO
	25.12.87	3430—6730	734			
0951+544	11.11.85	3500—5200	744	18.5	QSO	DAO
0952+558	06.01.84	3500—5200	1200	18	QSO	DAF
0953+556	17.03.80	3500—5200	1080	18	QSO	QSO
	28.11.81	5000—7000	1080			
	07.12.85	3520—5280	2001			
0953+540	17.03.80	3500—5200	900	18	BSO	QSO
	28.11.81	5000—7000	1080			
	15.03.83	3400—7500	780			
	24.11.87	3450—6850	2574			
0953+549	17.03.80	3500—5200	720	17.5	QSO	QSO
	27.11.81	5500—7200	1020			
	30.01.89	3610—5440	1539			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0954+540	28.11.81	3400—5100	1200	18.5	QSO	sdB
0955+560	06.01.84	3500—5200	1800	18	QSO	QSO
	06.12.85	3580—5320	2194			
	24.11.87	3430—6830	1477			
0957+554	06.01.84	3500—5200	1200	18	QSO	sdB
0957+537 A	09.04.86	3500—5200	2476	18	BSO	DF
0957+537 B	09.04.86	3520—5150	2662	17.5	BSO	QSO
0957+557	16.03.80	3500—5200	900	17.5	QSO	QSO
	28.11.81	4800—7000	840			
	04.03.89	3400—6960	1328			
0958+545	28.11.81	3400—5100	600	17	BSO	sdOC:
	31.12.84	3500—5200	720			
1001+537	16.03.80	3500—5200	900	17.5	BSO	DB
1115+609	08.02.83	3500—5200	2277	18.5	BSO	sdB
	07.12.85	3660—5400	1080			
1116+603	08.02.83	3700—5700	420	16.5	QSO	OSO
	03.03.89	3500—6900	976			
1116+610	08.02.83	3700—5700	1500	18.5	QSO	Sy1
1117+605	08.02.83	3700—5700	660	17.5	BSO	DG:
1118+609	08.02.83	3700—5700	660	17.5	QSO	QSO
	11.11.85	3320—5030	650			
1119+612	08.02.83	3700—5700	1080	18.5	QSO	QSO
	05.03.89	3400—6830	689			
1120+586	25.11.81	3400—5100	960	18.5	BSO	ELG
1121+612	08.02.83	3400—5100	1080	18.5	QSO	QSO
	11.11.85	3320—5080	1128			
	08.03.88	3430—6800	832			
1121+606	08.02.83	3400—5260	1080	18	BSO	Sy1
1121+594	14.03.83	3400—5100	1500	19	QSO	DA
1121+595	08.03.88	3430—6800	1396	19	QSO	QSO
1122+594	13.01.78	3400—5100	600	16.5	BSO	QSO
	15.11.79	3400—5200	420			
	06.12.85	3480—5230	1814			
	06.12.85	4720—6510	1744			
	30.03.87	3300—6700	2218			
1123+598	14.03.83	3400—5100	900	18	BSO	ELG
1125+584	15.11.79	3400—5100	540	17.5	QSO	QSO
	03.03.89	3350—6740	1135			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1126+581	08.03.88	3430—6800	1209	19	BSO	QSO
1128+574	16.11.79	3500—5700	960	18	QSO	QSO
1132+573	08.03.88	3430—6800	1354	19	QSO	DAF.
1135+579	08.02.83	3400—5200	600	17.5	BSO	DG:
1136+575	08.02.83	3400—5200	420	18.5	BSO	Sy1
1138+584	16.11.79	3400—5200	660	18	BSO	QSO
1139+593	25.11.81	3300—5100	840	18	BSO	Sy1
	07.12.85	3520—5280	2009			
	07.12.85	4730—6510	1650			

Таблица 2

Обозначение SBS	m_B	M_B	z_{em}	$\lambda_{\text{набл}}$	λ_0	Отождествление	F _{VOI}	F _{WHM}	EW _{набл}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0936+553 B	19.5	-25.2	1.880	3530	1216	L _{α}	20000:	10000:	250:
				4020	1400	SiIV + [OIV]	10500	6000	20
				4460	1549	CIV	12000	6000	50
				5460	1909	CIII]	8200	5000	30:
0942+564	18.5	-22.5	1.368	3670	1549	CIV	10300	4000	140
				4520	1509	CIII] _b	8500	3500	80
0944+540	17	-24.8	0.490	3925	2632	[MgVIII]	2700	1000	6
				4160	2798	MgII	7600	2900	90
				4430	2973	[NeV]	—	—	—
				4755	3188	HeI	2300	1000	6
				5115	3426	[NeV]	2100	1000	7
0945+549	18	-26.0	1.369	6480	4340	H _T	4200	2500	30
				3670	1549	CIV	17000	10000	150
				4520	1909	CIII]	16300	7000	75
0950+565	19.5	-25.4	2.089	3760	1216	L _{α}	24000	14000	240
				4035	1304	OI	5800	2600	15
				4290	1400	SiIV + [OIV]	10900	8000	35
				4780	1549	CIV	11000	6000	70
				5070	1640	HeII	1800	1000	6
0953+556	18	-26.1	1.405	5895	1909	CIII]	8000	5000	40
				3725	1549	CIV	8700	3500	50
				4590	1909	CIII]	9000	4700	45
0953+540	18	-24.2	0.605:	4490	2798	MgII	9100	3300	45

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0953+549	17.5	-27.9	2.580	3685	1030	L _β +OVI	12800	6100	70
				4355	1216	L _α	100.0	4100	300
				4440	1240	NV	7500	4050	40
				4525	1264	SiII	5200	3000	7
				4675	1304	OI	5000	3900	6
				5010	1400	SiIV + [OIV]	14000	7200	40
				5530	1549	CIV	15000	6500	130
				6275	1750	[NIII]	1500:	720	7
0955+560	18	-25.4	1.021	3860	1909	CIII]	10300	5000	45
				5650	2798	MgII	8000	4500	40
0957+537 B	17.5	-26.5	1.348	3630	1549	CIV	11200	4000	90
				3845	1640	HeII	—	—	—
				4480	1909	CIII]	9100	7000	25
0957+557	17.5	-27.5	2.100	3770	1216	L _α }	18000	9000	280
				3840	1240	NV }			
				4040	1304	OI	3000	1600	15
				4325	1400	SiIV + [OIV]	4500	2200	25
				4800	1549	CIV	12000	5000	90
				5915	1909	CIII]	10000	5000	90
1116+603	16.5	-28.9	2.628	3740	1030	L _β +OVI	7600	4700	25
				4408	1216	L _α	30000	7000	550
				5070	1400	SiIV + [OIV]	7000:	5000:	20:
				5620	1549	CIV	11000	6000	100
1118+609	17.5	-26.5	1.349	3640	1549	CIV	12000	5000	65
				3850	1640	HeII	—	—	—
				4485	1909	CIII]	8500	4500	30
1119+612	18.5	-26.3	1.988	3535	1216	L _α }	24000	6000	750
				3705	1240	NV }			
				4180	1400	SiIV + [OIV]	9500	6000	60
				4625	1549	CIV	10000	4000	150
1121+612	18.5	-24.6	0.912	5700	1909	CIII]	10500	5000	160
				3650	1909	CIII]	14500	7000	100
				5350	2798	MgII	7800	3900	65
1121+595	19	-24.4	1.024	3865	1909	CIII]	12200	5400	70
				5660	2798	MgII	5600	2300	30
1122+594	16.5	-26.5	0.858:	3540:	1909	CIII]	—	—	—
				5207	2798	MgII	9000	4000	30
1125+584	17.5	-26.5	1.394:	3710	1549	CIV	12000:	5000:	100:-
				3920	1640	HeII	6000	3000	30

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
				4180	1750	[NIII]	6500	3000	25
				4570	1909	CIII]	12000	6000	100
1126+581	19	-24.6	1.160	4120	1909	CIII]	15000	6000	95
				6050	2798	MgII	5000	2600	40
1138+584	18	-26.5	1.699	3773	1400	SiIV + [OIV]	11000	7100	20
				4196	1549	CIV	12000	4300	55
				5142	1909	CIII]	10000	6100	40
1139+592	18	-23.2	0.383	3870	2/98	MgII	5000	2300	25

Краткие замечания к отдельным объектам табл. 1 и 2.

0946+534 — Объект, возможно, относится к типу λ 4135.

0953+549 — В [8] получен спектр этого объекта в синей области с большим разрешением. Обнаружены многочисленные абсорбционные линии.

1115+609* — Возможно, является белым карликом типа DA.

1116+603 — Спектр объекта, полученный в синей области с большим разрешением, подробно исследован в [8]. Линия L_{α} имеет широкий и узкий компоненты. С коротковолновой стороны L_{α} обнаружено множество абсорбционных деталей, которые сильно искажают профиль бленды L_{β} / OVI и голубое крыло L_{α} . Линия NV согласно [8] в спектре этого квазара отсутствует. Отождествлено пять систем абсорбционных линий.

1138+584 — В [8] получен спектр объекта с большим разрешением. Обнаружено шесть сильных абсорбционных деталей.

В табл. 2 собраны результаты измерений параметров эмиссионных линий, выполненных нами для внегалактических объектов: 1 — обозначение SBS; 2 — звездная величина согласно [2—7]; 3 — абсолютная звездная величина при $H=75$ км/с. Мпк и $q_0=0$, с учетом галактического поглощения $\Delta m=0.25$ cosec $|b''|$; 4 — среднее значение красного смещения, определенное по сильным эмиссионным линиям; 5 — наблюдаемая длина волны эмиссионной линии; 6 и 7 — лабораторная длина волны эмиссионной линии иона и ион, отождествляемый нами; 8 — полная ширина эмиссионной линии на уровне непрерывного спектра (FWOI); 9 — полная ши-

* Объект SBS 1115+609 является промежуточным между sdB и DA по ширинам абсорбционных линий. Отметим, что часто один и тот же объект относят как к sdB, так и к DA. Примеры таких объектов можно найти, сравнив каталоги [9] и [10].

рина линии на половине интенсивности (FWHM); 10—наблюдаемое значение эквивалентной ширины эмиссионной линии.

При наличии для одного объекта нескольких спектров нами приводятся средние значения для указанных в таблице величин. Знак «:» означает неуверенное определение помеченного параметра.

В табл. 3 приведено распределение изученных в двух полях SBS обзора звездных объектов по типам.

Таблица 3

Коорд. центров SBS-полей	QSO	Gal	WD	sd	Cont	Всего объектов
09 ^h 50 ^m +55 ^s 00'	11	1	7	6	3	28
11 ^h 30 ^m +59 ^s 00'	10	6	4	1	—	21
Всего	21	7	11	7	3	49

Из табл. 1 видно, что около 60% кандидатов в QSO из оригинальных списков действительно оказываются QSO, из BSO более 50% оказались внегалактическими объектами. Четыре объекта, SBS 1116 + 610, SBS 1121 + 606, SBS 1136 + 575, SBS 1139 + 593, являются скорее сейфертовскими галактиками первого типа, нежели QSO. Их светимости заключены в интервале $-22^m < M_B < -24^m$. Объекты SBS 0946 + 555, SBS 1120 + 586 и SBS 1123 + 598 оказались эмиссионными галактиками. Более подробные данные об этих объектах будут опубликованы позднее.

Диапазон красных смещений QSO $0.49 < z_{em} < 2.63$, светимости заключены между $-24^m 2 < M_B < -28^m 9$, видимые величины $16^m 5 < m_B < 19^m 5$.

На рис. 1—4 приведены сканы 19 QSO и объекта SBS 1139+593, промежуточного между сейфертовскими галактиками и QSO.

На рис. 5 приведены сканы пяти типичных вырожденных звезд—двух белых карликов типов DM и DAO и двух субкарликов типов sd и sdB, а также одного континуального объекта.

Регистрограмма спектра SBS 1138+584 приведена в работе [8]. Регистрограмма спектра SBS 1128+574 будет приведена позднее. Данные о нем приведены в [11]. Для двух объектов, SBS 0944+540 и SBS 1122+594, приведены сканы, не исправленные за спектральную чувствительность.

Краткие описания спектров типичных представителей белых карликов и субкарликов даны в конце статьи.

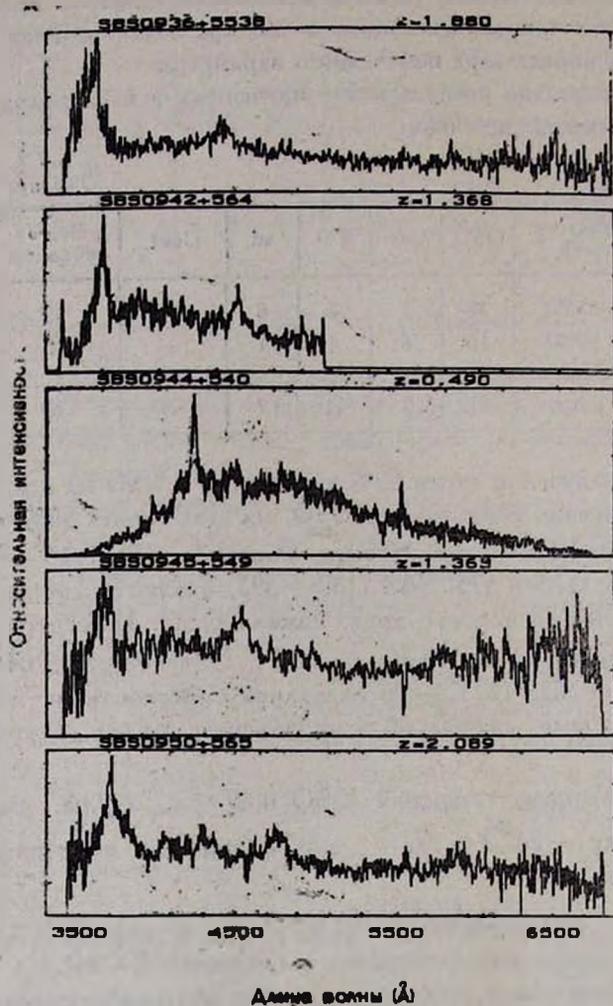


Рис. 1. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

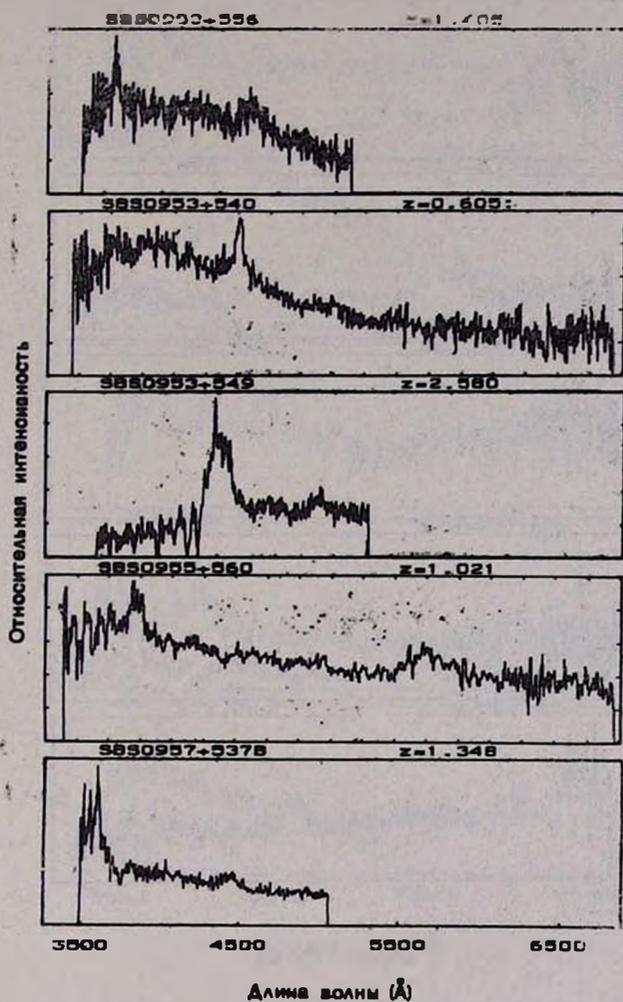


Рис. 2. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

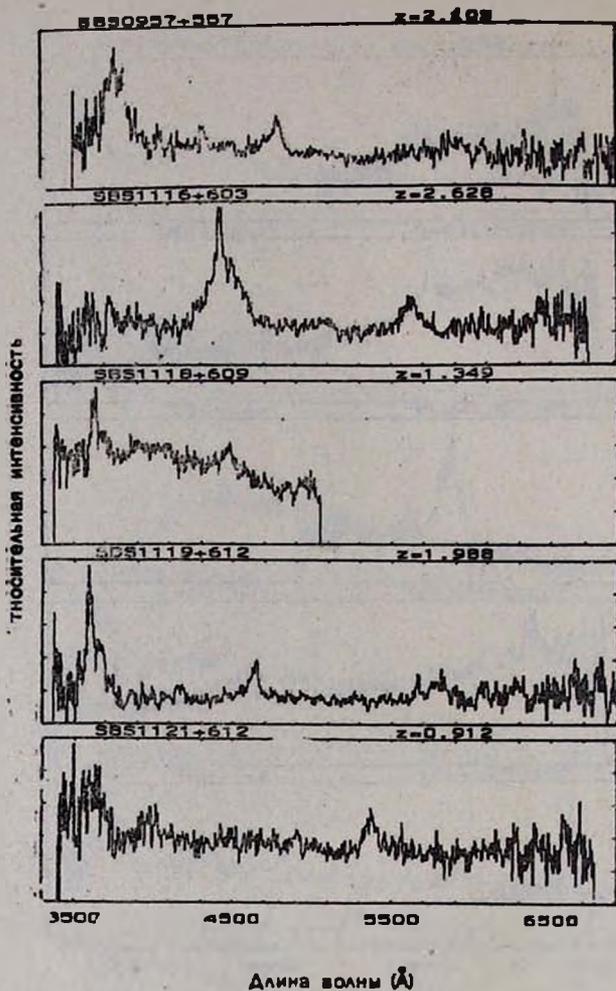


Рис. 3. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

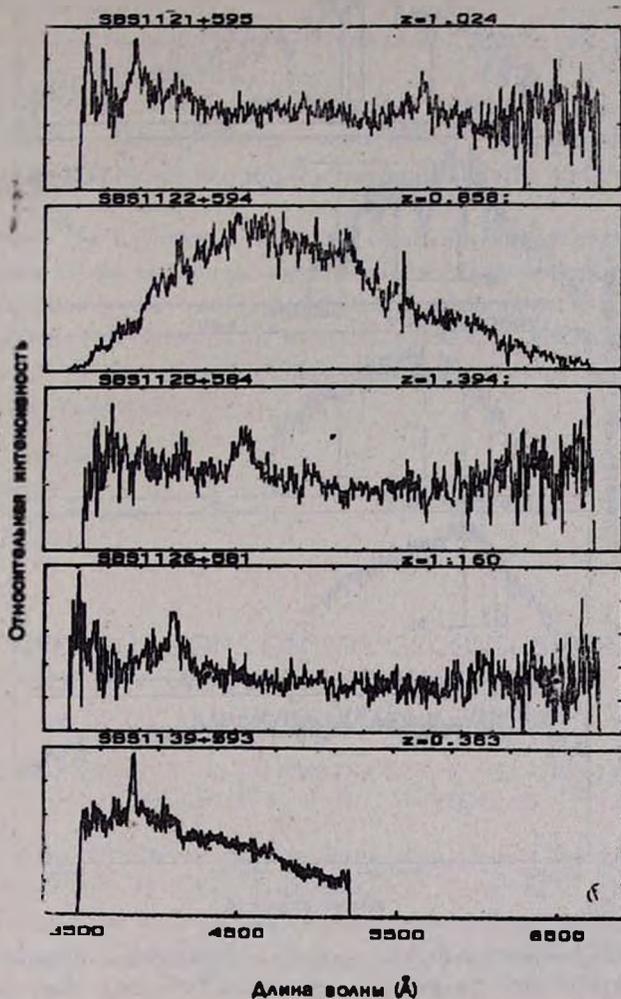


Рис. 4. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

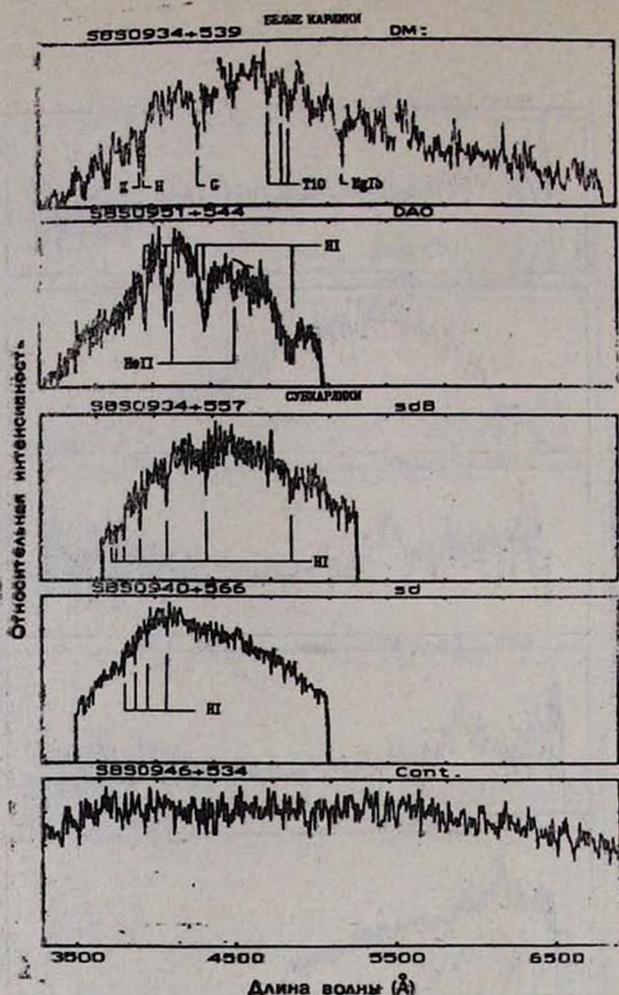


Рис. 5. Спектры типичных белых карликов и субкарликов Второго Бюранганского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

Описания спектров типичных белых карликов и субкарликов, приведенных на рис. 5.

0934+539—DM—В спектре присутствуют полосы TiO λ 4762—4954, сильная G-полоса, Ca II λ 4227 и H и K Ca II. Наблюдается также широкая MgIb.

0934+557—sdB—Присутствуют умеренной ширины ($F\text{WOM} < 40 \text{ \AA}$) сильные абсорбционные линии бальмеровской серии H₃—H₄.

0940+566—sd—Наблюдаются узкие абсорбционные линии бальмеровской серии H_δ — H_γ . Полные ширины указанных линий на уровне непрерывного спектра $< 20 \text{ \AA}$.

0946+534—Const—Не обнаружены какие-либо линии на уровне более 10% от уровня шума.

0951+544—DAO—В спектре наблюдаются очень сильные и широкие (FWOI $\sim 100 \text{ \AA}$) линии поглощения бальмеровской серии H_β — H_α , а также широкие абсорбционные линии $\text{HeII } \lambda 4542$ и $\text{HeI } \lambda 4144$.

Заключение. Из изученных нами 49 объектов из очередных двух полей SBS-обзора более половины оказались внегалактическими объектами, остальные вырожденными звездами—белыми карликами и горячими субкарликами различных типов. Три объекта оказались континуальными.

Открыты 21 QSO, четыре сейфертовские галактики первого типа и три эмиссионные галактики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY OBJECTS. STELLAR OBJECTS.

II. FIELDS $\alpha = 09^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ and $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$

J. A. STEPANIAN, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA,
L. K. ERASTOVA, V. H. CHAVUSHIAN

The data for 49 stellar objects from the Second Byurakan Survey (SBS) are presented. 21 QSO, four Sy1 and three ELG are found. The remainder of the objects are white dwarfs and hot subdwarfs. Three objects turned out as continual. The main parameters of emission lines and the other data for all QSO's and the scans of the main part of QSO's are presented.

Some scans of the typical white dwarfs and subdwarfs are also given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. А. Степанян, В. Л. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, *Астрофизика* 33, 89, 1990.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.

4. Б. Е. Маркрян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
5. Б. Е. Маркрян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 23, 439, 1985.
6. Б. Е. Маркрян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 25, 345, 1986.
7. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 29, 247, 1988.
8. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Е. А. Назаров, *Астрофизика*, 25, 495, 1986.
9. R. P. Green, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 1, 1987.
10. G. P. McCook, E. M. Ston, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 65, 603-671, 1987.
11. Б. Е. Маркрян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 18, 29, 1983.

УДК: 524.316

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ.

II. ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$

Г. В. АБРАМЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. М. МИКАЕЛЯН,
Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 5 октября 1990

Принята к печати 12 октября 1990

Приводится второй список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе $+37^\circ < \delta < +41^\circ$, $13^h30^m < \alpha < 18^h30^m$ и $21^h30^m < \alpha < 24^h00^m$. Список содержит данные о 103 голубых звездных объектах, из которых 64 открыты впервые. Проведена предварительная классификация объектов. Проведена статистика объектов полосы $\delta = +39^\circ$, выполнено сравнение списка с обзорами PG и Kiso в этой части неба. Установлена статистическая связь между предварительной классификацией авторов и общепринятой спектральной классификацией.

1. *Введение.* В 1987 г. начата работа по поиску голубых звездных объектов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) [1]. Выделение, классификация и исследование голубых звездных объектов составляют вторую часть FBS. FBS покрывает наибольшую площадь среди всех аналогичных обзоров и поэтому представляет особый интерес. На наш взгляд, выделение голубых звездных объектов спектральным методом имеет преимущество перед цветовыми (колориметрическими) методами. Низкодисперсионный спектр позволяет оценивать характер распределения энергии в спектре, а также учитывать наличие абсорбционных или эмиссионных деталей. Описание второй части FBS-обзора, методика отбора и предварительной классификации объектов приведены в [1].

2. *Список объектов.* В табл. 1 приведен список 103 голубых звездных объектов полосы $\delta = +39^\circ$. В последовательных столбцах табл. 1 приведены: 1 — порядковый номер; 2 — обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии № 28 IAU; 3, 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950 г. с точностью до 0.1^m (α) и $1'$ (δ); 5 — видимая звездная

величина с точностью до $0^m.5$; 6—тип объекта согласно нашей предварительной классификации; 7—другие обозначения, если объект входит в списки других авторов. Оценка звездных величин выполнена на голубых картах Паломарского обзора на основе калибровки зависимости «диаметр изображения — звездная величина» согласно [2]. Приводятся карты отождествления для всех новых объектов табл. 1 (всего 64 карты), отпечатанные с голубых карт Паломарского обзора неба.

Таблица 1

№	Название	Координаты		m_B	Тип	Другие обозначения
	FBS	α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
101	1351+393	13 ^h 51 ^m .4	+39°19'	14 ^m .50	B1	PG
102	1352+386	13 52.6	+38 39	17.5	N1c:	
103	1353+409	13 53.8	+40 55	15.34	B1a	PG
104	1356+389	13 55.5	+38 59	16	B1a:	
105	1359+411	13 59.3	+41 09	17	B1a:	
106	1400+389	14 00.0	+38 52	12.05	B1	PG
107	1400+395	14 00.8	+39 28	15.31	B1	PG
108	14 01+377	14 01.4	+37 42	15.84	B1	PG
109	1403+386	14 03.0	+38 35	17.	B2	
110	1407+387	14 07.2	+38 43	15.77	B2	PG
111	1407+409	14 07.8	+40 53	17.5	B2	
112	1409+388	14 09.1	+38 51	17	B1	
113	1428+374	14 28.7	+37 24	14.9	B2a	PG, KUV
114	1429+406	14 29.2	+40 35	13.33	B1	PG
115	1429+373	14 29.9	+37 20	15.37	B1a:	PG, KUV
116	1434+385	14 34.8	+38 38	14.97	B1	PG
117	1437+398	14 37.2	+39 48	15.98	N3	PG
118	1441+407	14 41.4	+40 41	15.47	B2	PG
119	1414+408	14 44.8	+40 48	15.95	N1	PG
120	1451+397	14 51.4	+39 42	15.7	B2	PG
121	1519+384	15 19.6	+38 23	15.61	B1a	PG
122	1524+405	15 24.6	+40 28	17	B2	
123	1531+381	15 31.9	+38 09	13	B1	
124	1538+401	15 38.8	+40 05	12.16	B1	PG
125	1548+406	15 48.7	+40 36	15.5	B1	PG
126	1554+403	15 54.0	+40 20	15	B2a	
127	1554+408	15 54.1	+40 43	15.93	B1	PG
128	1600+382	16 00.1	+38 12	15	B2	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
129	1602+408	16 ^h 02 ^m 6	+40°49'	10 ^m 62	B1	PG
130	1606+383	16 06.2	+38 46	15.10	N3	PG
131	1608+374	16 08.6	+37 21	16.25	B1	PG
132	1614+378	16 14.1	+37 48	16.30	B2	PG, KUV
133	1618+379	16 18.6	+37 55	14.86	B2	PG, KUV
134	1622+411	16 22.8	+41 06	14.56	B1	PG, KUV
135	1623+385	16 23.6	+38 37	15.43	N2	PG, KUV
136	1624+382	16 24.5	+38 14	14.96	B1	PG, KUV
137	1625+407	16 25.6	+40 45	12	B1	
138	1630+377	16 30.3	+37 43	15.36	N1	PG
139	1631+396	16 31.9	+39 36	14.2	N1	KUV
140	1638+388	16 38.6	+38 48	14.60	N1e	PG
141	1641+399	16 41.2	+39 54	16.5	N2	3CR 345
142	1641+388	16 41.3	+38 47	14.91	N3a	PG
143	1642+386	16 42.7	+38 34	16.03	B1	PG
144	1644+404	16 44.5	+40 23	14.27	B1	PG
145	1647+375	16 47.6	+37 33	15.28	B1	PG, KUV
146	1648+371	16 48.4	+37 06	15.68	B1a	PG, KUV
147	1648+407	16 48.6	+40 43	16.5	B1a:	
148	1652+393	16 52.8	+39 20	17	N1e:	
149	1705+398	17 05.1	+39 48	16.01	N2	PG
150	1708+409	17 08.4	+40 59	15.09	B1	PG
151	1716+394	17 16.2	+39 22	17	N1e:	
152	1725+373	17 25.0	+37 16	15.29	B1	PG
153	1730+390	17 30.6	+39 01	15.5	B2	
154	1731+383	17 31.5	+38 18	15.5	B3a	
155	1735+382	17 35.7	+38 10	15.5	B2a:	
156	1738+372	17 38.0	+37 10	14.5	B2v:	
157	1743+403	17 43.9	+40 21	17	B2	
158	1749+393	17 49.1	+39 16	15.5	B1a:	
159	1749+373	17 49.8	+37 21	13	B1	
160	1749+394	17 49.9	+39 24	15.5	B1	
161	1750+383	17 50.0	+38 21	13.5	B1	
162	1751+409	17 51.1	+40 58	15.5	B1	
163	1755+374	17 55.9	+37 25	12	B1	
164	1756+394	17 56.0	+39 22	16	N1e:	
165	1800+388	18 00.0	+38 47	17	B2	
166	1801+384	18 01.0	+38 23	15.5	N2a:	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
167	1810+389	18 ^h 10 ^m 9	+36°53'	14 ^s 5	B1	GD 378
168	1814+381	18 14.8	+38 08	15.5	B1a	
169	1815+381	18 15.8	+38 09	13	B1	
170	1822+410	18 22.1	+41 02	15.5	B1	
171	2151+406	21 51.7	+40 39	14	N2	
172	2152+408	21 52.9	+40 49	13.5	N1	
173	2155+374	21 55.4	+37 25	15	B2	
174	2158+373	21 58.5	+37 19	12.5	B1	
175	2159+372	21 59.7	+37 13	13.5	B2	
176	2204+386	22 04.4	+38 34	13	B1a:	
177	2207+392	22 07.2	+39 14	15	B1a:	
178	2222+394	22 22.0	+39 23	15	B1	
179	2227+383	22 27.0	+38 20	13.5	B1	
180	2227+379	22 27.9	+37 57	15.5	B2a	
181	2227+393	22 27.9	+39 20	14	B1	
182	2237+397	22 37.1	+39 44	15.5	B2	
183	2243+392	22 43.6	+39 10	15	B1	
184	2244+401	22 44.2	+40 09	14	B1	
185	2245+375	22 45.7	+37 29	15.5	B2	
186	2246+382	22 46.9	+38 10	14	B1	
187	2249+391	22.49.7	+39 05	16.5	N1c:	
188	2254+382	22 54.1	+38 11	15	B1	
189	2254+373	22 54.4	+37 20	17	B2a	
190	2255+386	22 55.6	+38 35	15.5	B1	
191	2255+404	22 55.9	+40 27	16.5	B2	
192	2259+384	22 59.2	+38 25	13	B2	
193	2300+374	23 00.7	+37 25	16.5	B1	
194	2310+404	23 10.0	+40 27	15.5	B2a:	
195	2319+388	23 19.1	+38 50	17	B2	
196	2324+397	23 24.7	+39 45	15.5	B1	
197	2329+407	23 29.1	+40 45	13	B1a	
198	2333+395	23 33.1	+39 28	14.5	B1	
199	2335+401	23 35.6	+40 09	15	B2	
200	2341+401	23 41.7	+40 08	14.5	B1	
201	2345+407	23 45.4	+40 45	15	B1	
202	2347+385	23 45.2	+38 28	11	B1	
203	2354+375	23 54.0	+37 28	16	B1	

Примечание. Для объектов, входящих в каталог Грина, звездные величины приведены согласно работе [3].

Напомним, что в нашей классификации тип В обозначает объекты, у которых синяя часть спектра интенсивнее красной, а тип N-объекты, у которых интенсивности обеих частей равны. Индексы 1, 2 и 3 показывают отношение длин сине-фиолетовой и красно-желтой частей спектра в убывающем порядке.

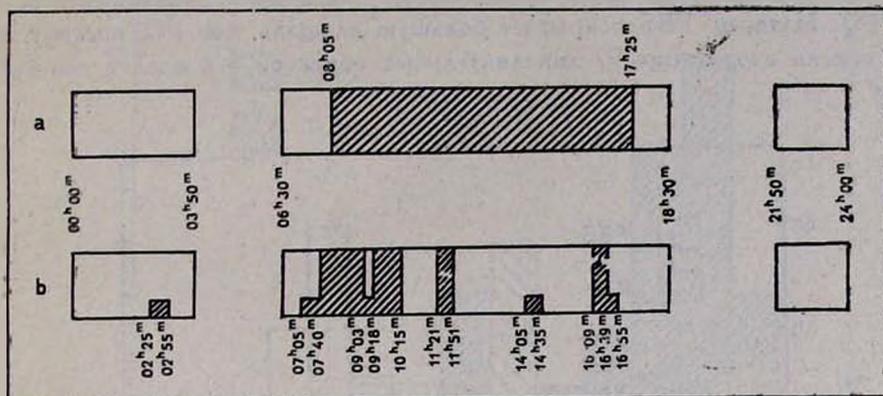


Рис. 1. Схема расположения полосы $\delta = +39^\circ$ на небе и ее пересечение с обзором PG (а) и Kiso (б).

3. Сравнение результатов полосы $\delta = +39^\circ$ с обзором PG и Kiso. На рис. 1 изображена схема расположения полосы $\delta = +39^\circ$ на небе и ее пересечение с обзором PG и Kiso. Общая площадь нашей полосы составляет 864 кв. градуса (54 поля), из которой PG-обзор покрывает площадь 559.5 кв. градусов, а Kiso — 228.75 кв. градусов с $37^\circ \leq \delta \leq 41^\circ$. Так как наши списки области (в дальнейшем мы рассматриваем все объекты полосы $\delta = +39^\circ$ из [1] и данной работы) содержат 10 объектов с $37^\circ < \delta < 41^\circ$, то при сравнении с другими обзором мы эти 10 объектов не рассматривали. Средняя плотность объектов FBS составляет 0.223 объекта на кв. градус. Количество объектов PG в покрываемой полосой $\delta = +39^\circ$ области составляет 74, а их средняя плотность — 0.132 кв./градуса. Количество FBS-объектов в перекрываемой части составляет 96, средняя плотность — 0.172/кв. градуса. Из 74 объектов обзора PG в FBS переоткрыты 64 (из них 1 объект входит в списки Маркаряна). Таким образом, нами не обнаружено 10 объектов обзора PG. Пропущенные объекты могут быть следствием недостаточности предельной величины наших пластинок в этих областях, попадания объекта между двумя пластинами (которые могут иногда не перекрываться), сдвига пластинок по δ и пропуска некоторой части поля, эффекта края (на краях пластинок в некоторых случаях объекты трудно выделять), неудовлетворения некоторых объектов

PG нашим критериям отбора, а также и пропусков во время просмотра пластинок. Так как предельная звездная величина FBS-обзора в среднем на 0.5—1.0 выше, чем PG, многие объекты FBS не входят в PG. Наряду с этим, в PG пропущены также около 20 интересных объектов, которые нельзя выделять автоматически колориметрическим методом. Кроме того, в PG имеются пропуски также вследствие других причин, указанных в работе [3]. Наконец, FBS покрывает большую площадь, чем PG, поэтому в наши списки входят еще 97 дополнительных объектов в пределах полосы $37^\circ \leq \delta \leq 41^\circ$.

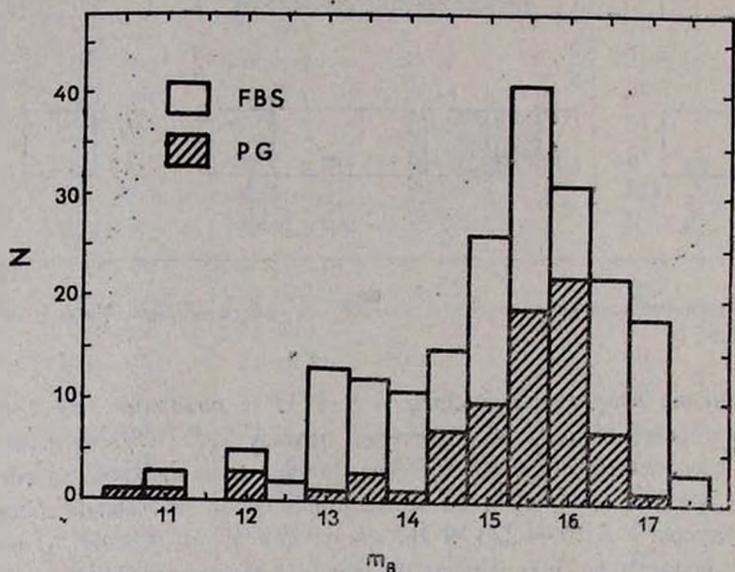


Рис. 2. Гистограммы распределения объектов FBS и PG по звездным величинам.

На рис. 2 приведена гистограмма распределения объектов FBS и PG по звездным величинам. Видно, что FBS дополняет PG-обзор не только близя его предела, но и на всем диапазоне.

Сравнение с образом Kiso [4—5] можно проводить на площади 228.75 кв. градусов (рис. 3). На указанной площади в обзоре Kiso есть 195 объектов, из которых 55 имеют яркость ниже предела нашего обзора. В FBS переоткрыто всего 19 KUV-объектов, 17 из которых являются также PG-объектами. Это указывает на значительное отличие критериев отбора обзора Kiso от критериев FBS и PG-обзоров. Поэтому из 36 объектов FBS данной области в Kiso-обзоре нет 17 объектов. 16 объектов из 19, переоткрытых нами, имеют $CI \leq -1.5$, а остальные 3 — $CI = -1.0$. Поэтому для сравнения можно взять только те объекты KUV, у которых $CI \leq -1.5$. Таких объектов KUV всего 59, из которых только 16 входят в

FBS. Но предельная звездная величина FBS-обзора позволила обнаружить около 40 из этих объектов. Это говорит о том, что критерий отбора Kiso не только приводит к отбору объектов с меньшим UV -избытком, но и является значительно отличным от наших критериев.

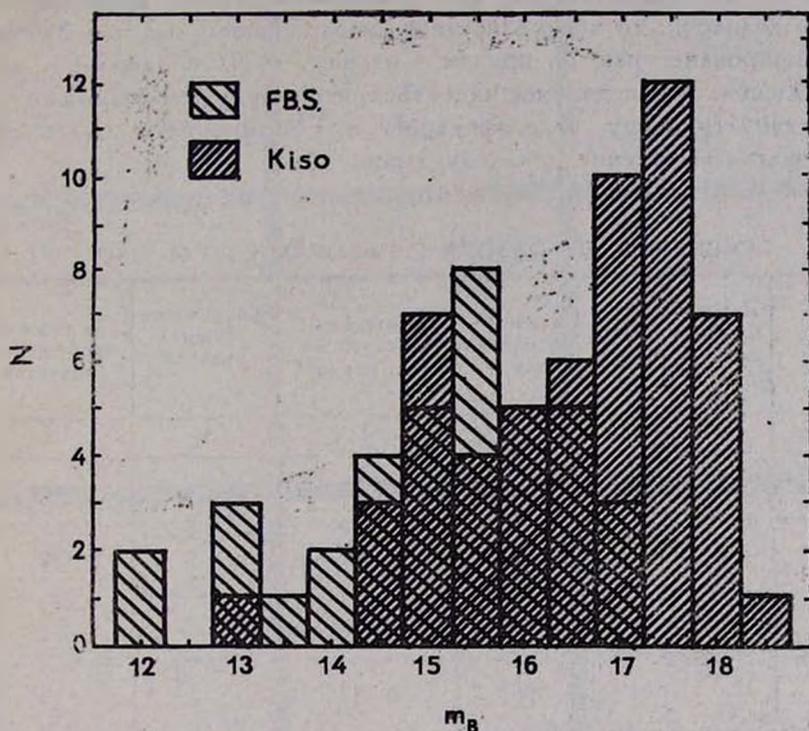


Рис. 3. Гистограммы распределения объектов FBS и Kiso по звездным величинам.

В табл. 2 представлено сравнение FBS-обзора с обзорами PG и Kiso.

4. *Классификация объектов.* Принципы нашей классификации были изложены в [1]. Большинство объектов наших списков (более 80%) классифицированы как В, остальные — N, причем около половины имеют класс В1. Из 203 объектов полосы $\delta = +39^\circ$ МК спектральный класс известен для 70 объектов. Таким образом, звездный класс В (субкарлики sdВ, белые карлики DB) и О (субкарлики sdО, sdВ—О) в большинстве случаев нами классифицированы как голубые звездные объекты I-го типа — В1 (22 объекта из 31) и редко — голубые звездные объекты 2-го типа — В2 (6 объектов) и объекты типа N (3 объекта). Белые карлики DA могут быть в равной степени В1 и В2 (также и N),

во в основном — с абсорбционным признаком (B1a, B2a, N1a и т. д.). Из 20 DA-карликов 12 имеют явный признак абсорбции. Все DB-карлики классифицированы как B1. Звезды типов DC, HBB, CV, Bin, PNN, а также галактики типа Su немногочисленны, и материал полосы $\delta = +39^\circ$ недостаточен для статистики данных объектов. Что касается квазаров, то все 6 известных квазаров полосы $\delta = +39^\circ$ нами классифицированы как N, причем 4 из них — N1 и один — с признаком эмиссии. Это позволяет надеяться, что в будущем возможно усовершенствовать нашу классификацию и сформировать подвыборки объектов для выделения ярких квазаров.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ FBS-ОБЗОРА С ОБЗОРАМИ PG И KISO

Обзор	Пересекаемая площадь обзор (кв. градус)	Количество объектов	Плотность объектов на (кв. градус)	Количество общих объектов	Количество пропущенных объектов
1	2	3	4	5	6
FBS	559.5	96	0.172	63	10*
PG		74	0.132		32*
FBS	228.75	36	0.157	16**	43**
Kiso		59	0.258		17

* Один объект входит в списки Маркаряна.

** Учтены объекты с $CI \leq -1.5$.

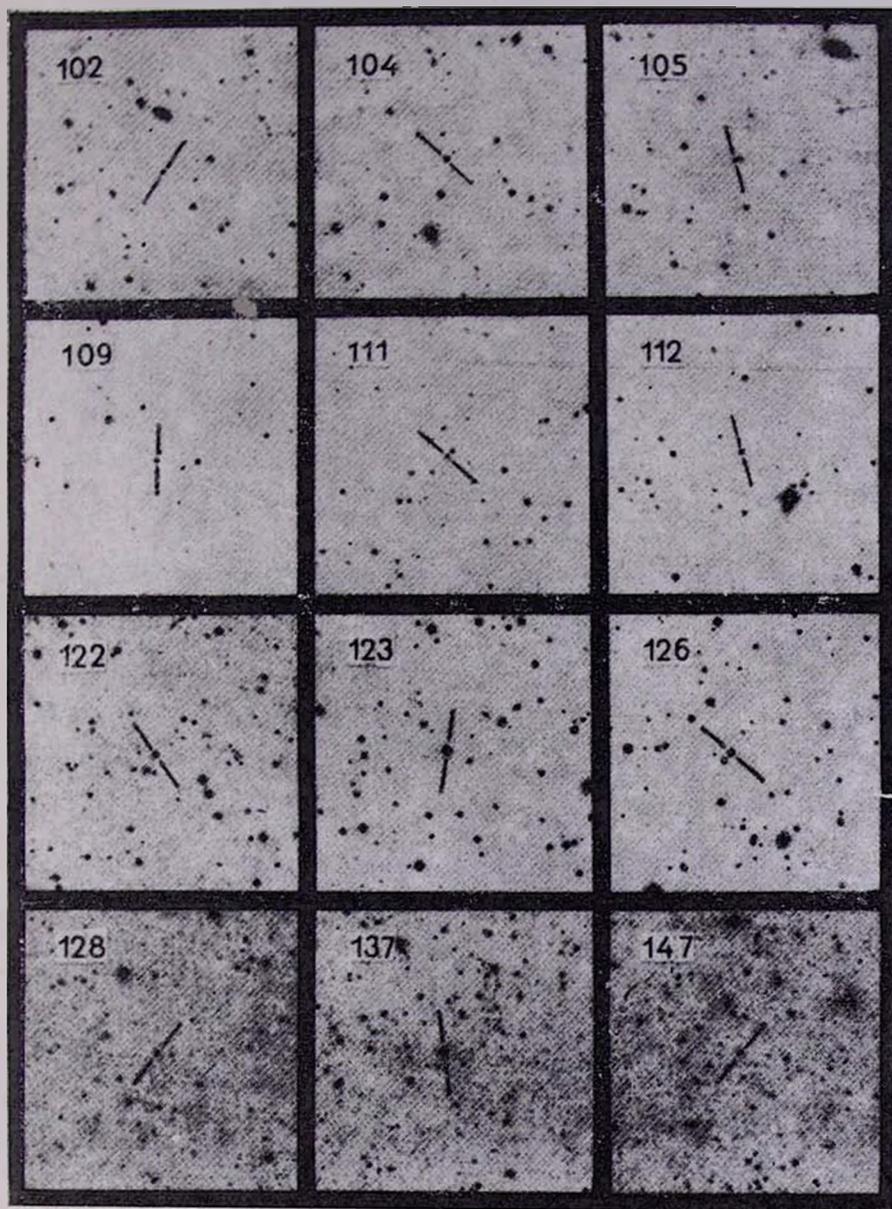
Для 114 из 131 новых объектов второй части FBS получены щелевые спектры на телескопе ЗТА-2.6-м, и по мере их обработки и классификации будет установлена более полная связь общепринятой спектральной классификации с нашей классификацией.

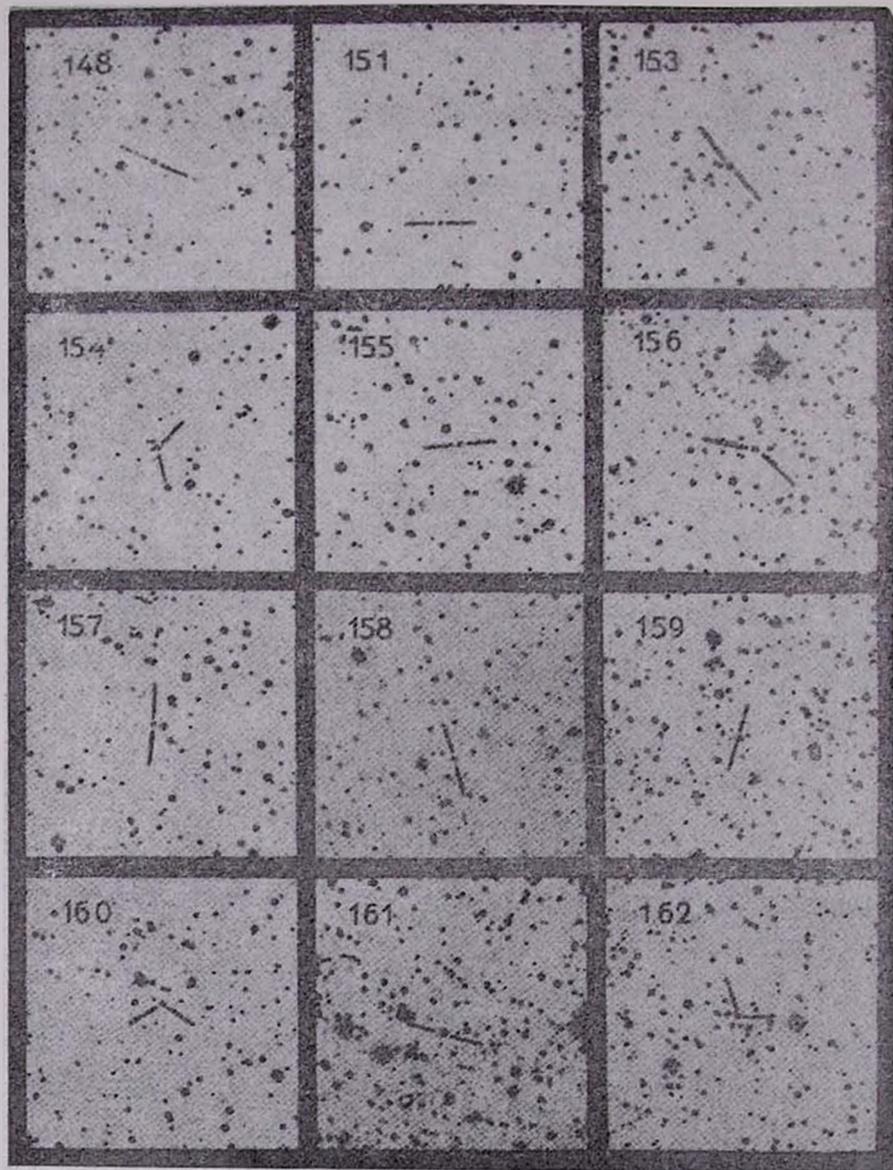
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

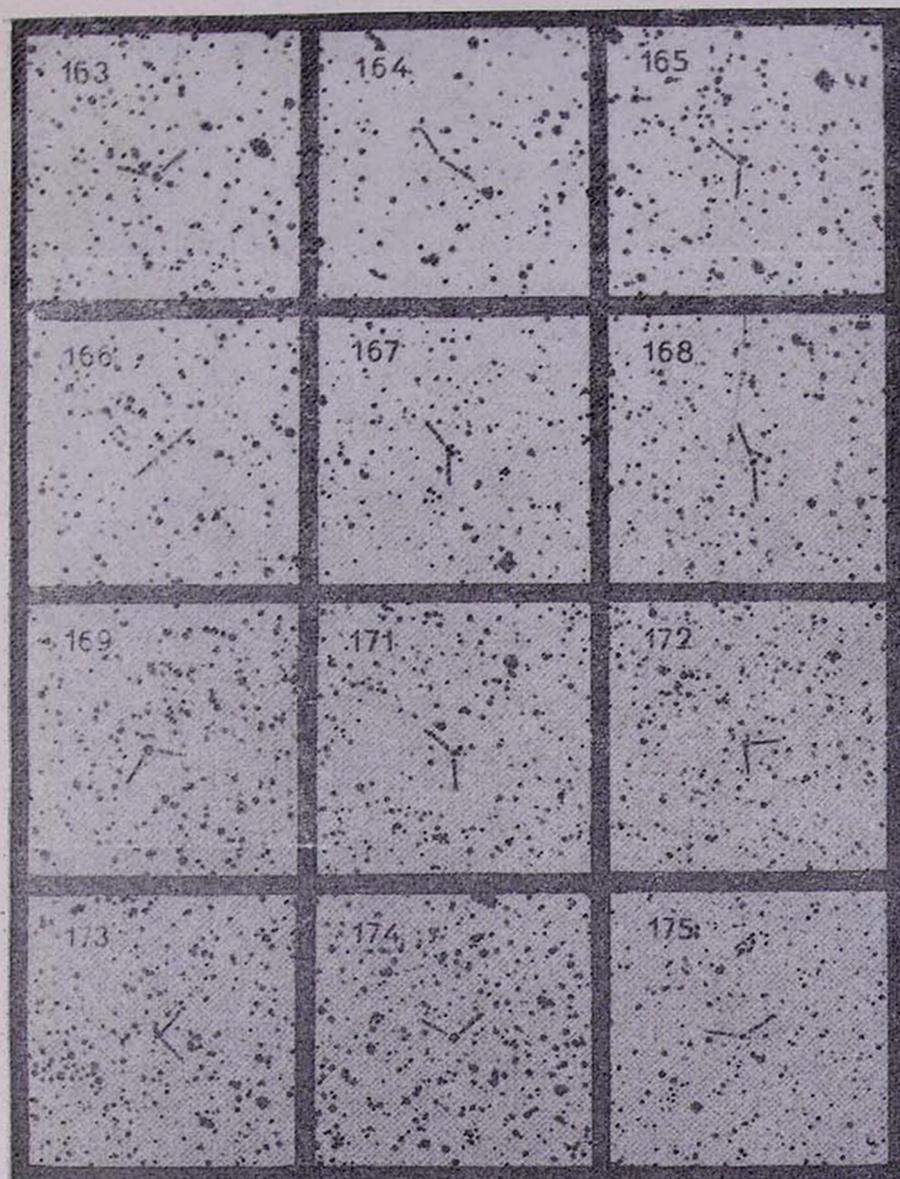
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

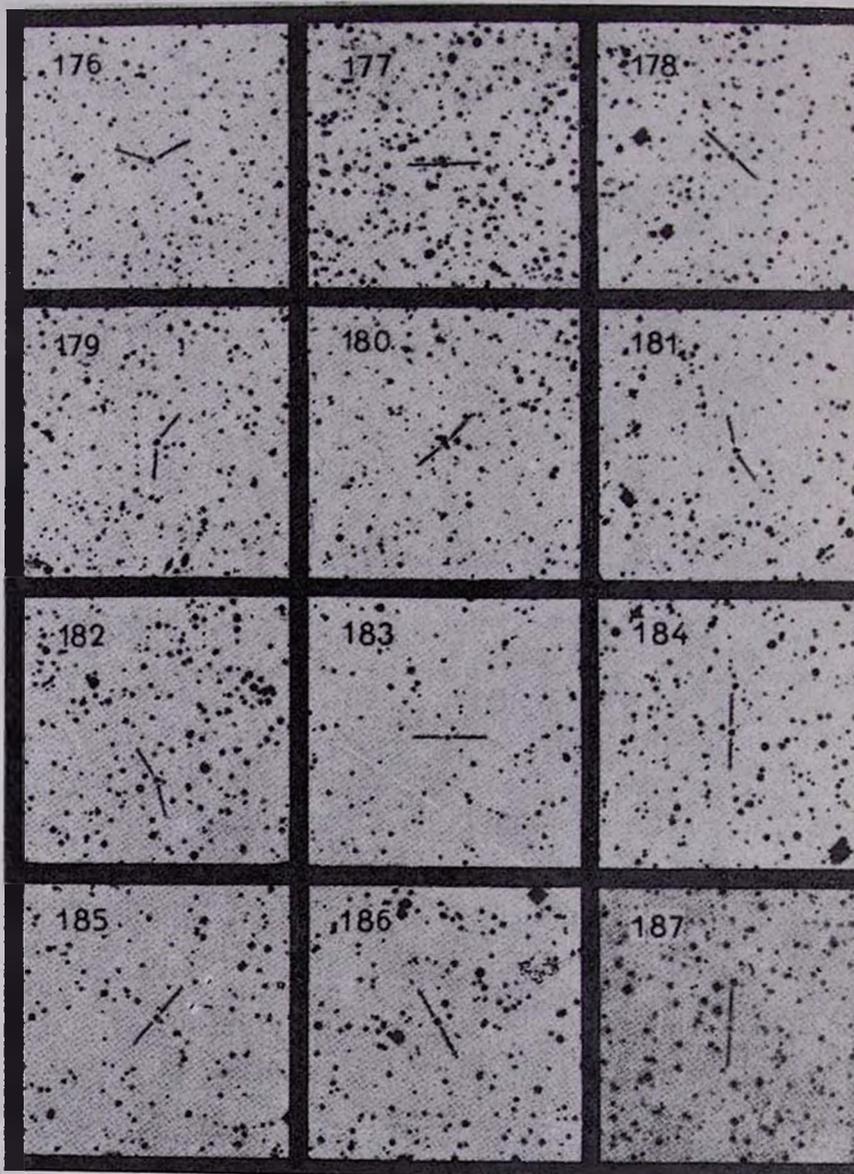
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

Размеры 11'×11'. Север сверху, восток слева (в голубых лучах).









188

189

190

191

192

193

194

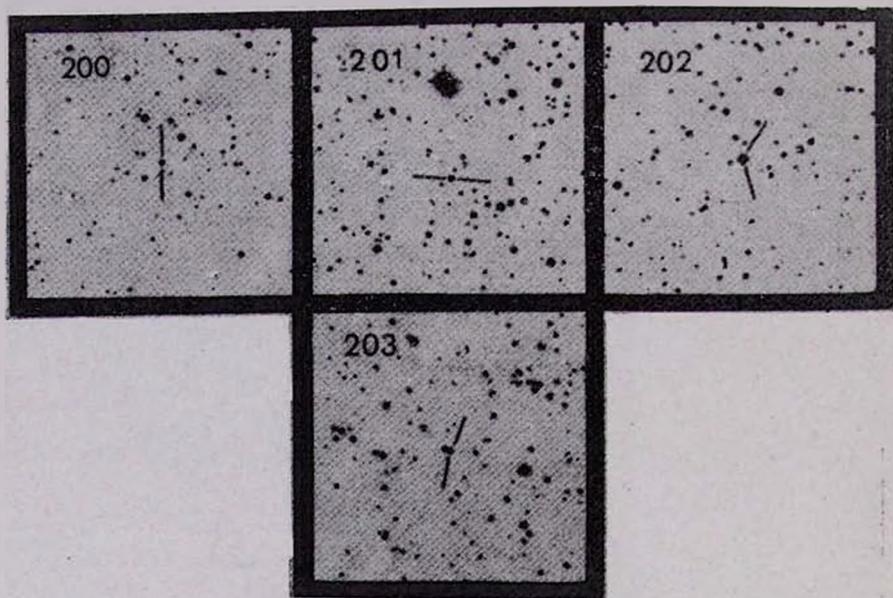
195

196

197

198

199



К статье Г. В. Абрамяна и др.

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
BLUE STELLAR OBJECTS. II. ZONE $\delta = +39^\circ$ H. V. ABRAHAMIAN, V. A. LIPOVETSKY, A. M. MICKAELIAN,
J. A. STEPANIAN

The second list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan spectral sky survey is given. The objects are situated in the zone with $+37^\circ \leq \delta \leq +41^\circ$, $13^h30^m < \alpha \leq 18^h30^m$ and $21^h30^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$. The list contains data for 103 blue stellar objects among which 64 are new. A preliminary classification of objects is made. A statistics of objects of the zone $\delta = +39^\circ$ is carried out. A comparison of the list with the PG and Kiso surveys is made in this region of the sky. A statistical connection between the authors' preliminary classification and the generally used spectral classification is established.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
2. P. G. Hayman, C. Hazard, N. Sanitt, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 853, 1979.
3. R. F. Green, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
4. T. Noguchi, H. Mashara, M. Kondo, *Ann. Tokyo Astron. Obser.*, 18, № 2, 55, 1980.
5. M. Kondo, T. Noguchi, H. Mashara, *Ann. Tokyo Astron. Obser.*, 20, № 2, 130, 1984.

УДК: 52—626

ПЕРЕМЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ H₂O НА ВОЛНЕ 1.35 СМ. III. НЕЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, Р. А. КАНДАЛЯН, Ф. С. НАЗАРЕТЯН,
В. А. САМАЯН, Н. А. ЮДАЕВА

Поступила 19 декабря 1989

Принята к печати 12 апреля 1990

Приведены результаты наблюдений 27 незвездных мазерных источников H₂O на волне 1.35 см, выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с июня 1985 г. по декабрь 1988 г. Для 12 источников получены профили радиолинии в разные периоды наблюдений, для остальных 15 — верхние пределы потока излучения.

1. *Введение.* В работах [1—3] были представлены результаты спектральных наблюдений на волне 1.35 см, выполненных на радиотелескопе РАТАН-600 в период с мая 1981 г. по июнь 1985 г. В данной работе приводятся результаты наблюдений 27 незвездных мазерных источников, полученных в период 1985—1988 гг. При обсуждении переменности излучения W3 (OH), OgiA, W49 и W51 ранее полученные результаты наблюдений также будут нами использованы для полноты наблюдательного материала. Данные наблюдений GGD 25 и Sgt B2, полученных до 1987 г., нами подробно обсуждались в [3]. Поэтому здесь мы представим только результаты наблюдений за 1988 г.

2. *Результаты наблюдений.* В табл. 1 и 2 приведен список исследованных объектов. Ниже подробно будут обсуждаться результаты наблюдений тех мазерных источников, для которых наиболее полно определены параметры радиолинии за весь период наблюдений (1981—1988 гг.). Наряду с исследованием кривых блеска отдельных компонентов источников мы проведем также анализ переменности интегральной интенсивности спектра для диапазона скоростей ± 8 км/с относительно центральной детали. Подобный анализ позволит определить, носит ли переменность источника локальный или глобальный характер.

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ НЕЗВЕЗДНЫХ МАЗЕРОВ H_2O

Источник	Полоса обзора (км/с)	Максимальная плотность потока (Ян)	Дата наблюдений
W3 (OH)	-56 ÷ -40	800	(20, 30, 31).05.1986, (1, 4).06.1986, (22, 24).02.1987, (7, 8).04.1988 и (16, 20).09.1988
Ori A	-0.7 ÷ 15.5	2.1·10 ⁶	(18, 19, 20).6.1985, (11, 12, 13, 15, 17).11.1985, (27, 28, 29, 31).01.1986, (1-3, 7).04.1986, (12-18).11.1986, (3-9).02.1987, (21-24).03.1987, (16, 20, 26, 28).05.1987, (4, 5).07.1987, (11, 12).05.1988, (9, 10, 14-20).09.1988, (16, 17, 18, 20, 24), 12.1988
S 252	+2 ÷ +18	210	(18-20).05.1985, (8, 10).04.1986, (23, 24).11.1986, (16, 17, 18, 20).09.1988, (17, 18).12.1988
GGD 25	-87 ÷ -71	1450	(9, 10).05.1988, (16, 19).09.1988, 23.12.1988
G 353.27+0.64	-6 ÷ -44	80	8.04.1986.
Sgr B2	+55 ÷ +71	270	(11, 12).05.1988, 20.09.1988, 18.12.1988.
W 33 B	+50 ÷ +66	60	(11-13).11.1985, (9, 11).04.1986, (22-30).11.1986, (4, 5).05.1988, 16.09.1988, 21.12.1988.
W 43 M3	+92 ÷ +108	50	(25, 27).02.1986.
G 34.3+0.1	+50 ÷ +66	65	(22, 24, 25).02.1987.
W 49 N	+3 ÷ +23	5·10 ⁶	02.06.1985, (11, 14).11.1985, 11.04.1986, 23.11.1985, (8, 20, 21, 26).02.1987, (11, 12, 14, 16).05.1988, (15, 16, 19).09.1988, (17, 18).12.1988.
W 51 M, S	+51 ÷ +69	1750	9.04.1986, (18-21).11.1986, (13-15).02.1981, (4, 5).05.1988, (17, 18, 20).09.1988, 21.12.1988.
GGD 37	-19 ÷ -1	80	(20, 30).05.1986, (4, 5).06.1986, (12-15).02.1987, 16.09.1988.

Таблица 2

ИСТОЧНИКИ БЕЗ ЗАМЕТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ H₂O

Источник	Полоса обзора (км/с)	Дата наблюдения
HH 7-11A	-3.2 ÷ 12.8	21.12.1988
HH 7-11B	-3 ÷ +13	24.12.1988
S 255	+9 ÷ +25	21.12.1988
S 269	+11 ÷ +27.2	4.02.1986, 2.04.1986, (18, 19, 21).11.1986., 24.12.1988
G 345.5+0.3	-36 ÷ -20	(27, 28).02.1986
G 352.62-1.06	-12 + +4	(22, 23).11.1986
RCW 142	+37 ÷ +53	(27, 28).02.1986
W 43 M1	+82 ÷ +98	(18-21).11.1986
ON-1	+ 5 ÷ +21	24.12.1988
ON-2	--16 ÷ 0	23.12.1988
CRL 2591	-32.5 ÷ -16.5	18.12.1988
W 75 S	-12.3 ÷ +3.9	(22, 24, 26).02.1987
S 128	-86.7 ÷ -70.5	(30.05, 4.06).1986
GGD 32-35	-18 ÷ -70.4	(30, 31).05.1986
NGC 7538 IR	-67 ÷ -51	(29, 30).05.1986

W3 (OH). На рис. 1 представлен спектр источника, полученный в период 31.05. 1986 г.—20.09. 1988 г. Максимальное значение плотности потока (~ 13 900 Ян) было зарегистрировано в июне 1982 г. на лучевой скорости — 49.2 км/с. В дальнейшем это излучение начало уменьшаться и достигло ~ 600 Ян в апреле 1988 г. Одновременно с уменьшением плотности потока наблюдается увеличение значения лучевой скорости детали до — 48.2 км/с. Таким образом, значение лучевой скорости в среднем возрастает на 0.17 км/с в год. Возможно, что это изменение лучевой скорости вызвано переменностью блендированных компонентов детали. При этом нельзя исключить возможность того, что подобное изменение лучевой скорости может отражать реальную кинематическую картину этой детали. Действительно, то обстоятельство, что дрейф лучевой скорости происходит в одном направлении, а не случайным образом, говорит в пользу второго предположения. Окончательный ответ на этот вопрос можно получить только после интерферометрических наблюдений с высоким пространственным и спектральным разрешением.

Ори А. Вспышка излучения линии H₂O в этом источнике обсуждалась в ряде работ (см., например, [1, 4—8]). Здесь мы подробно обсудим ре-

зультаты наших наблюдений, охватывающих весь период наблюдений (июнь 1981 г.—декабрь 1988 г.). В спектре источника присутствуют детали на лучевых скоростях 6.9 и 7.9 км/с. В остальные даты наблюдений в спектре доминирует деталь на 7.5 км/с. На рис. 2а показано изменение

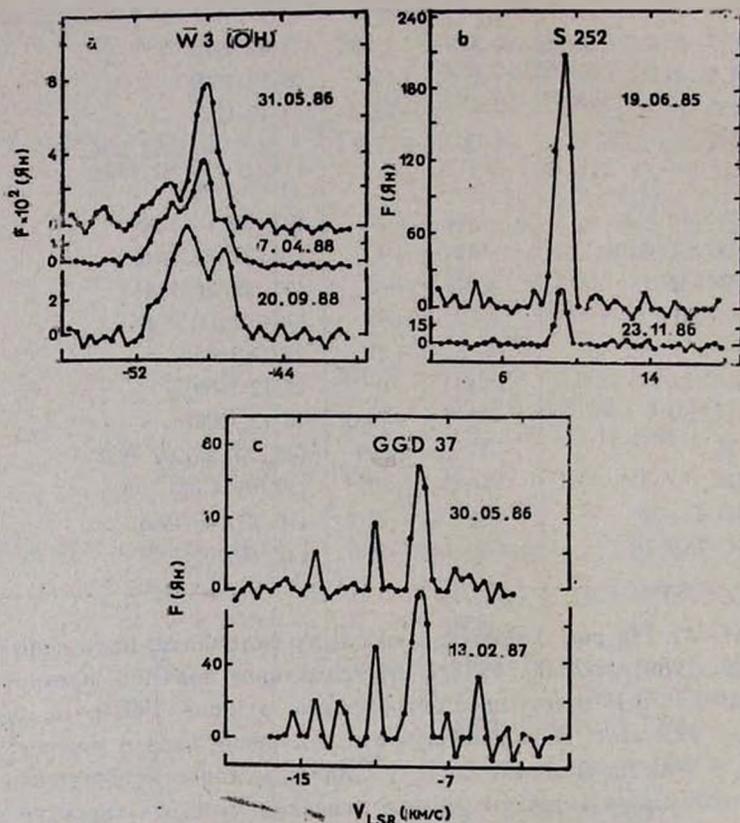


Рис. 1. Профили радиолнии H₂O источников W 3 (OH), S 252 и GGD 37.

во времени максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (в гауссовом приближении) на уровне половинной интенсивности (правая ордината) детали на лучевой скорости 7.5 км/с Ori A, а на рис. 2b — изменение интегральной интенсивности источника для интервала скоростей $-0.7 \div +15.3$ км/с. Из рис. 2а, б следует, что, во-первых, переменности максимального значения плотности потока линии и ее ширины не коррелированы между собой; во-вторых, интегральная интенсивность источника и значение плотности потока в центре линии меняются практически одинаковым образом. Единственное различие состоит в том, что интегральная интенсивность в период с июня 1985 г. по апрель 1986 г. почти не менялась, в то время как максимальное значение потока

падает. Это различие обусловлено появлением мощного компонента в спектре источника на лучевой скорости 6.9 км/с.

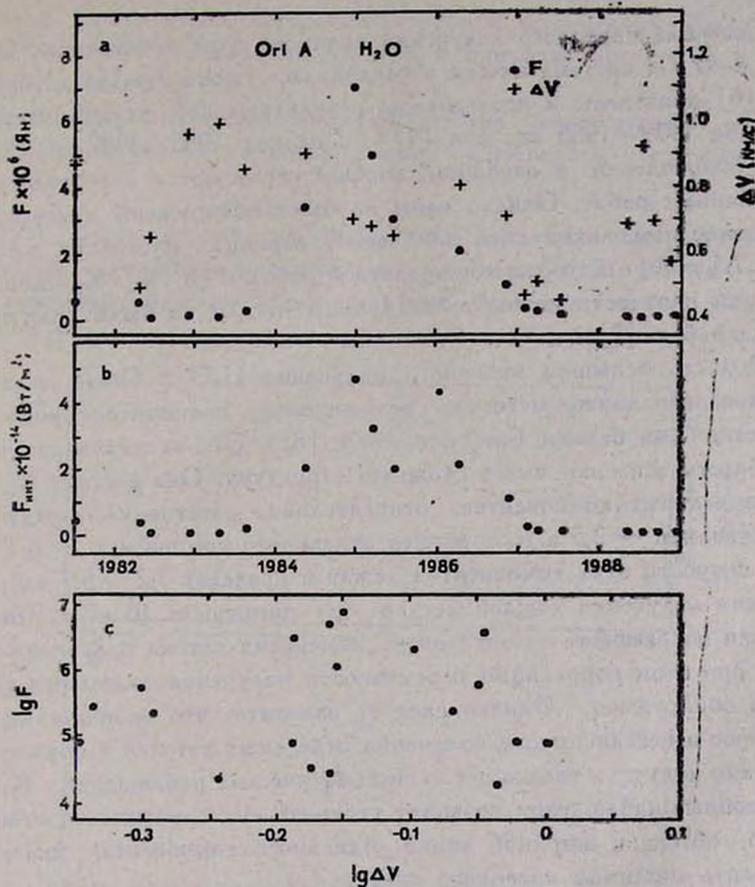


Рис. 2. Переменность максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (правая ордината) Ог1 А на лучевой скорости 7.5 км/с.

^{b)} Переменность интегральной интенсивности для интервала скоростей $-0.7 \div +15.3$ км/с Ог1 А.

^{c)} Зависимость плотности потока от ширины линии детали 7.5 км/с Ог1 А.

На рис. 2с представлена зависимость плотности потока от ширины линии детали на 7.5 км/с. Заметим, что в случае ненасыщенного механизма мазерного усиления логарифм плотности потока обратно пропорционален квадрату ширины линии, а в случае насыщенного усиления $\lg F \sim -2 \lg \Delta v$ (при столкновительных механизмах накачки) [9]. Приведенная на рис. 2с зависимость не соответствует ни первой, ни второй зависи-

мостям. Отметим также, что в период наших наблюдений наблюдался дрейф лучевой скорости 7.5 км/с в пределах ± 0.3 км/с. Переменность лучевой скорости не коррелирована с переменностями остальных параметров линии.

Вспышка мазерного излучения водяного пара в источнике Oг1А в течение 6—7 лет систематически исследовалась также в работах [6, 7]. В работе [6] приведены и исследованы результаты наблюдений, выполненных в период 1979—1985 гг., а в [7] — в период 1980—1987 гг. Результаты наших наблюдений, в основном, хорошо согласуются с результатами вышеуказанных работ. Однако нами не были обнаружены кратковременные (в течение нескольких дней или часов) вариации плотности потока детали на 7.5 км/с, о которых сообщалось в работах [6, 10]. Кратковременные вариации плотности потока вспыхнувшей детали не были подтверждены также в работе [7].

Область вспышки мазерного излучения H_2O в Oг1А неоднократно исследовалась также методом независимой радиointерферометрии со сверхдлинными базами (см., например, [8]). Эти исследования показали, что область вспышки имеет сложную структуру. Она состоит из нескольких компактных компонентов, относительное расстояние между которыми составляет ~ 2.5 а. е., а размер отдельного компонента ~ 0.1 а. е. Лучевые скорости этих компонентов лежат в пределах $7.2 \div 8.7$ км/с. Ширина линии излучения каждой детали не превышает 10 кГц. Компоненты вспышки показывают значительные изменения потока излучения и их яркости, при этом корреляции переменности излучения отдельных компонентов не обнаружено. Однако следует заметить, что окончательный ответ на вопрос о независимости излучения отдельных деталей в области вспышки можно получить только после систематических наблюдений. Кроме этого, подобные наблюдения позволяют уточнить вид зависимости между плотностью потока и шириной линии отдельного компонента, иначе говоря, определить механизм мазерного усиления.

Таким образом, учитывая результаты радиointерферометрических наблюдений, нетрудно убедиться, что приведенные на рис. 3 зависимости (а также аналогичные зависимости, представленные в работах [6, 7]) отражают суммарный вклад компонентов вспышки, которые не разрешаются с помощью одиночного радиотелескопа.

До сих пор нет определенной ясности в вопросах о механизме мазерного усиления вспыхнувшей детали и о механизме накачки мазерного перехода. Авторы работы [8] придерживаются мнения, что вспыхнувшая деталь в Oг1А работает в ненасыщенном, либо частично насыщенном режиме, а накачка мазерного перехода осуществляется радиационным способом (в качестве возможного источника накачки предполагается объект

IRC 4). Авторы указанной работы допускают также возможность столкновительного механизма накачки. Однако в работе [7], на наш взгляд, приведены довольно убедительные аргументы в пользу насыщенного механизма усиления и при этом легко объясняется переменность вспыхнувшей детали. Кроме этого, авторы этой работы показывают несостоятельность радиационного механизма накачки и приводят аргументы в пользу столкновительной накачки.

Дальнейшие систематические наблюдения вспыхнувшей области в Oг1 A с высоким угловым и спектральным разрешением могут решить эти вопросы.

W 49 N. Часть результатов наблюдений для этого источника в линии водяного пара нами была представлена в работах [1, 2]. На рис. 3а приведено изменение максимального значения плотности потока и ширины линии детали на лучевой скорости 10.3 км/с (эта деталь присутствует на:

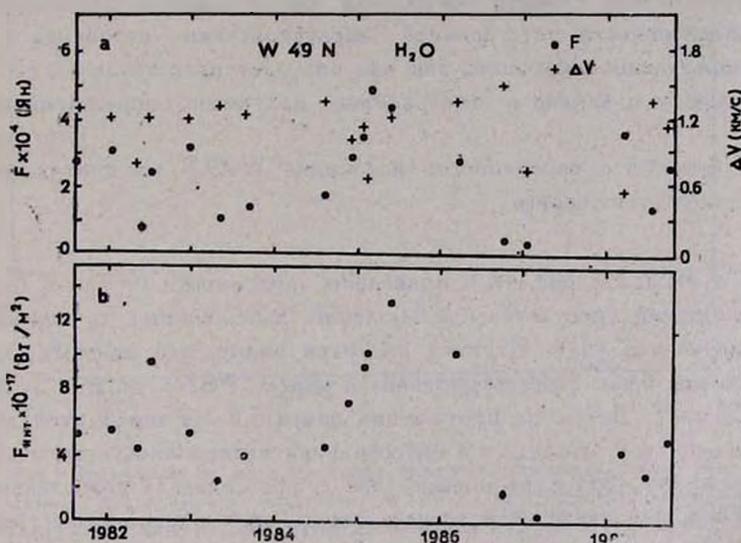


Рис. 3. а) Переменность максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (правая ордината) W49N, на лучевой скорости 10.3 км/с.

б) Переменность интегральной интенсивности для интервала скоростей 3÷23 км/с W49N.

всех профилях источника, ее лучевая скорость меняется в пределах ± 0.6 км/с) за весь период наблюдений, а на рис. 3б — изменение интегральной интенсивности источника для интервала скоростей 3÷23 км/с. Какие характерные особенности можно выделить из этих зависимостей? Во-первых, кривая блеска для лучевой скорости 10.3 км/с состоит из главного максимума (март 1985 г.), вокруг которого расположены более слабые макси-

мумы. Время нарастания главного максимума составляет ~ 2 года и примерно за такое же время он падает. Если принимать за продолжительность вспышки время, за которое интенсивность излучения падает в два раза, то оно составляет ~ 1.5 года. Кривая блеска интегрального излучения имеет примерно такой же вид. Однако своего максимального значения она достигает не в марте 1985 г., а в конце июня. Во-вторых, если проследить за ходом главного максимума, то нетрудно заметить, что за время его нарастания ширина линии меняется мало. После того, как излучение начинает падать, ширина линии начинает возрастать.

Радиоинтерферометрические наблюдения W 49 N в линии водяного пара показали, что в этом объекте существует ряд скоплений мазерных источников, которые не разрешаются с помощью одиночных радиотелескопов [11]. Следовательно, результаты наших наблюдений подвержены эффекту блендирования деталей, который может вносить неопределенность при рассмотрении свойств конкретной детали спектра. Поэтому исследование переменности интегральной характеристики источника (рис. 3b) имеет определенное значение, так как оно дает представление об источнике в целом и о вкладе в интегральное излучение определенного компонента.

Отметим, что переменность источника W 49 N на протяжении более 7 лет исследуется впервые.

W 51 M, S. На рис. 4а, б приведены зависимости F , ΔV и $F_{\text{ит}}$ от даты наблюдения (результаты наблюдений, выполненных до апреля 1986 г., опубликованы в [1]). Из этих рисунков видно, что максимальная плотность потока была зарегистрирована в апреле 1982 г. вблизи лучевой скорости 56 км/с. Далее, на протяжении почти 5.5 лет поток этой детали менялся очень мало, между тем интегральная интенсивность источника в период с августа 1983 г. по ноябрь 1987 г. претерпевала значительные изменения. Отметим также, что за весь период наблюдений существенных изменений ширины линии детали на 56 км/с не наблюдалось. Небольшой дрейф (~ 0.4 км/с) лучевой скорости 56.0 км/с, по всей вероятности, обусловлен наложением нескольких деталей спектра [12, 13].

В работе [12] приведена интегральная кривая блеска для диапазона скоростей 55 ÷ 71 км/с, полученная в период 1975—1978 гг. Интересно отметить, что вид этой кривой после максимума хорошо совпадает с тем, что изображено на рис. 4б. Создается впечатление, что в источнике W 51 M, S время от времени происходит вспышка излучения в указанном диапазоне скоростей (продолжительность вспышки составляет несколько месяцев), после чего наступает более спокойная фаза, которая продолжается несколько лет. Если в период 1975—1978 гг. интенсивность вспышки

примерно в 4 раза превосходила уровень спокойной фазы, то в период наших наблюдений это отношение составляет, по крайней мере, 16.

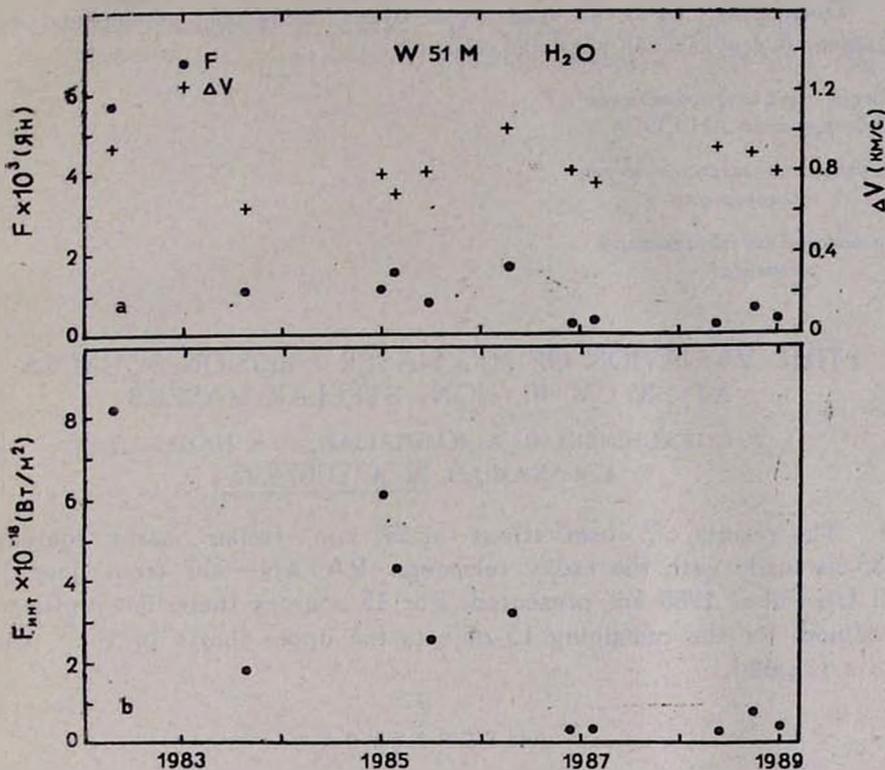


Рис. 4. а) Переменность максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (правая ордината) W51 M, S на лучевой скорости 56 км/с.

б) Переменность интегральной интенсивности для интервала скоростей 51÷67 км/с W51 M, S.

Для остальных источников табл. 1 мы ограничимся только представлением профилей радиолинии в указанные даты наблюдений (рис. 1), так как результаты наблюдений источников GGD 25 и Sgr B2 нами подробно обсуждались в [3], а результаты наблюдений других объектов частично отражены в [1]. Дальнейшие их наблюдения существенно не дополнили наблюдательный материал, так как эти источники в период наших наблюдений, в основном, показывали слабое мазерное излучение. Поэтому из наших наблюдений невозможно получить более или менее полную картину переменности этих объектов в линии водяного пара.

Данной работой мы завершаем опубликование результатов наблюдений мазерных источников H_2O и OH , выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600.

Последняя статья из этой серии будет посвящена обобщению и обсуждению результатов этих наблюдений.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

TIME VARIATION OF H_2O MASER EMISSION SOURCES AT 1.35 CM. III. NON—STELLAR MASERS

I. V. GOSACHINSKI, R. A. KANDALIAN, F. S. NAZARETIAN,
V. A. SANAMIAN, N. A. YUDAeva

The results of observations of 27 non—stellar maser sources at 1.35 cm made with the radio telescope RATAN—600 from June 1985 till December 1988 are presented. For 12 sources their line profiles are obtained; for the remaining 15 objects the upper limits of their fluxes are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Изв. Спец. астрофиз. обсерв., АН СССР, 24, 85, 1987.
2. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Астрофизика, 19, 830, 1983.
3. И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, Н. А. Юдаева, Астрофизика 30, 121, 1989.
4. А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Т. М. Егорова, Г. Н. Ильин, Р. А. Кандалян, Н. А. Юдаева, Письма в Астрон. ж., 7, 677, 1981.
5. Z. Abraham, N. L. Cohen, R. Opher, J. C. Raffaselli, S. H. Zick, Astron. and Astrophys., 100, L10, 1981.
6. Z. Abraham, J. W. S. Vilas Boas, L. F. del Ciampo, Astron. and Astrophys., 167, 311, 1986.
7. G. Garay, J. M. Moran, A. D. Haschick, Astrophys. J., 338, 244, 1989.
8. Л. И. Матвеевко, Д. Грэм, Ф. Даймонд, Письма в Астрон. ж., 14, 1101, 1988.
9. В. С. Стрельницкий, Астрон. циркуляр, № 1465, 1, 1986.
10. Л. И. Матвеевко, Л. И. Коган, В. И. Костенко, Письма в Астрон. ж., 6, 505, 1980.

11. *R. C. Walker, D. N. Matsakis, J. A. Garcia-Barreto, Astrophys. J., 255, 128, 1982.*
12. *R. Genzel, D. Downes, J. M. Moran, K. J. Johnston, J. H. Spencer, L. I. Matveyenko, L. R. Kogan, V. I. Kostenko, B. Rönnöng, A. D. Haschick, M. J. Reid, R. C. Walker, T. S. Gluffrida, B. F. Burke, I. G. Moiseev, Astron. and Astrophys., 78, 239, 1979.*
13. *R. Genzel, D. Downes, M. H. Schneps, M. J. Reid, J. M. Moran, L. R. Kogan, V. I. Kostenko, L. I. Matveyenko, B. Rönnöng, Astrophys. J., 247, 1039, 1981.*

УДК: 524.37—852—652

СВЕЧЕНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ТУМАННОСТИ
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ

А. К. КОЛЕСОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 15 сентября 1990

Рассматривается задача о диффузии излучения в однородной сферической туманности оптического радиуса x , находящейся под воздействием центральной звезды. Дается интегро-дифференциальное уравнение, определяющее непосредственно интенсивность диффузного излучения, выходящего из туманности. С помощью этого уравнения при $x \gg 1$ получаются асимптотические формулы для интенсивности излучения, выходящего из туманности, и для ее светимости. При этом используется асимптотическое выражение для коэффициента отражения туманности, найденное нами ранее. Значения светимости, вычисленные по асимптотической формуле, сравниваются с ее точными значениями. Это сравнение показывает, что асимптотические формулы, полученные в настоящей статье, дают хорошие результаты уже при не очень больших значениях x .

1. *Введение.* В нашей предыдущей статье [1] была рассмотрена задача о свечении сферической туманности при внешних источниках энергии. В результате были получены асимптотические формулы для коэффициента отражения туманности большого оптического радиуса. Знание этой функции позволяет определять интенсивности выходящего из туманности излучения при источниках, обладающих сферической симметрией, а также светимость туманности (т. е. полную энергию, рассеянную туманностью) при произвольных внешних источниках. Примером таких источников может служить звезда, расположенная на любом расстоянии от туманности.

В настоящей статье, которую можно считать продолжением статьи [1], рассматривается задача о свечении сферической туманности, находящейся под воздействием центрального источника энергии. Этот случай наиболее важен для астрофизических применений, так как он соответствует планетарным туманностям и звездам с протяженными оболочками. В данном случае находятся асимптотические формулы для интенсивности излучения, выходящего из туманности, и для ее светимости. При этом:

используются асимптотические выражения для коэффициента отражения, полученные ранее [1]. Для оценки точности полученных асимптотических формул сравниваются значения светимости, найденные по этим формулам, с ее точными значениями.

Задача о свечении шара (или сферической оболочки) при центральной источнике энергии рассматривалась раньше в ряде работ [2—7] различными методами. В работах [8] и [9, 10] были получены асимптотические формулы для интенсивности излучения, выходящего наружу. Асимптотические формулы, найденные в данной статье, отличаются от них более высокой точностью.

2. Основные уравнения. Будем считать, что однородная сферическая туманность оптического радиуса x освещена центральной звездой со светимостью L_* . Пусть в туманности происходит изотропное рассеяние и истинное поглощение света, причем отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения равно λ .

Обозначим через $I(x, \eta)$ интенсивность излучения, выходящего из туманности под углом $\arccos \eta$ к радиусу-вектору. Уравнение для определения функции $I(x, \eta)$ может быть получено путем мысленного добавления к шару сферического слоя бесконечно-малой оптической толщины и рассмотрения происходящих в нем процессов. Это уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \eta \frac{\partial I(x, \eta)}{\partial x} + \frac{1 - \eta^2}{x} \frac{\partial I(x, \eta)}{\partial \eta} + I(x, \eta) &= \\ &= \frac{\lambda}{2} D(x) [\varphi_s(x, \eta) + e^{-2\tau\eta}], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$D(x) = \int_0^1 I(x, \eta) d\eta, \quad (2)$$

$$\varphi_s(x, \eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 \rho_s(x, \eta, \zeta) d\zeta \quad (3)$$

и $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ — коэффициент отражения шара. Член $e^{-2\tau\eta}$ учитывает излучение, проходящее через шар без рассеяния из одного места добавочного слоя в другое. Уравнение (1) (без дополнительного члена) было получено ранее в работе [7].

Коэффициент отражения шара $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ определяется уравнением, подобным уравнению (1). В нашей статье [1] уравнение для $\rho_s(x, \eta, \zeta)$

было подробно изучено. Там же дан список предыдущих работ, посвященных этому уравнению.

В статье [1] коэффициент отражения был представлен в виде

$$\begin{aligned} \rho_s(x, \eta, \zeta) = & a_s(x, \eta, \zeta) + b_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x\eta} + \\ & + b_s(x, \zeta, \eta) e^{-2x\zeta} + c_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x(\eta+\zeta)} \end{aligned} \quad (4)$$

и были получены уравнения для определения функций $a_s(x, \eta, \zeta)$, $b_s(x, \eta, \zeta)$, $c_s(x, \eta, \zeta)$.

Как видно из уравнения (1), при учете выражения (4), величина $I(x, \eta)$ представляется в виде

$$I(x, \eta) = I_0(x, \eta) - I_1(x, \eta) e^{-2x\eta}, \quad (5)$$

где $I_0(x, \eta)$ и $I_1(x, \eta)$ — искомые функции.

Подстановка в уравнение (1) выражений (4) и (5) приводит к следующим уравнениям для определения функций $I_0(x, \eta)$ и $I_1(x, \eta)$:

$$\eta \frac{\partial I_0}{\partial x} + \frac{1-\eta^2}{x} \cdot \frac{\partial I_0}{\partial \eta} + I_0(x, \eta) = \quad (6)$$

$$= \frac{\lambda}{2} D(x) \left[1 + 2\eta \int_0^1 a_s(x, \eta, \zeta) d\zeta + 2\eta \int_0^1 b_s(x, \zeta, \eta) e^{-2x\zeta} d\zeta \right],$$

$$\eta \frac{\partial I_1}{\partial x} + \frac{1-\eta^2}{x} \cdot \frac{\partial I_1}{\partial \eta} - I_1(x, \eta) = \quad (7)$$

$$= \frac{\lambda}{2} D(x) \left[1 + 2\eta \int_0^1 b_s(x, \eta, \zeta) d\zeta + 2\eta \int_0^1 c_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x\zeta} d\zeta \right],$$

где

$$D(x) = \int_0^1 [I_0(x, \eta) - I_1(x, \eta) e^{-2x\eta}] d\eta. \quad (8)$$

Уравнения (6) и (7) могут быть решены численными методами. Этому будет посвящена другая наша статья. Сейчас же, пользуясь уравнениями (6) и (7), мы получим асимптотические формулы для функций $I_0(x, \eta)$ и $I_1(x, \eta)$ при $x \gg 1$.

3. *Асимптотические формулы.* В статье [1] при получении асимптотических формул для функций $a_+(x, \eta, \zeta)$, $b_+(x, \eta, \zeta)$, $c_+(x, \eta, \zeta)$ при $x \gg 1$ в разложении этих функций по степеням $1/x$ сохранялись только нулевой и первый члены. Теперь при получении асимптотических формул для величин $I_0(x, \eta)$ и $I_1(x, \eta)$ мы представим их в виде

$$I_0(x, \eta) = F(x) \left[u(\eta) + \frac{1}{x} u^*(\eta) \right], \quad (9)$$

$$I_1(x, \eta) = F(x) \left[v(\eta) + \frac{1}{x} v^*(\eta) \right], \quad (10)$$

где функция $F(x)$ учитывает ослабление потока излучения, выходящего из шара, вследствие возрастания радиуса шара и происходящего в нем истинного поглощения излучения (в случае чистого рассеяния $F(x) \sim 1/x^2$).

При подстановке в уравнения (6) и (7) выражений (9) и (10), а также найденных в [1] выражений для функций a_+ , b_+ , c_+ , получаются четыре уравнения с разделяющимися переменными. Это дает возможность определить все пять функций, входящих в формулы (9) и (10), т. е. $F(x)$, $u(\eta)$, $u^*(\eta)$, $v(\eta)$, $v^*(\eta)$.

В результате имеем

$$F(x) = \frac{C}{x} \cdot \frac{e^{-\lambda x}}{1 - Ne^{-2\lambda x}}, \quad (11)$$

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \quad v(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\omega(\eta)}{1 + k\eta}, \quad (12)$$

$$(1 - k\eta) u^*(\eta) = \eta u(\eta) - (1 - \eta^2) u'(\eta) - \quad (13)$$

$$- \frac{\lambda}{4} u_0 \eta \frac{d}{d\eta} [(1 - \eta^2) \varphi'(\eta)],$$

$$(1 + k\eta) v^*(\eta) = -\eta v(\eta) + (1 - \eta^2) v'(\eta) + \quad (14)$$

$$+ \frac{\lambda}{4} u_0 \eta \frac{d}{d\eta} [(1 - \eta^2) \omega'(\eta)],$$

где $\varphi(\eta)$ — функция Амбарцумяна для случая полубесконечной ореды, а $\omega(\eta)$ — введенная в статье [1] функция, выражающаяся через $\varphi(\eta)$ с помощью формулы

$$\omega(\eta) \varphi(\eta) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right) = 1. \quad (15)$$

Входящие в формулы (11)—(14) постоянные k , u_0 , N определяются соотношениями

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1, \quad (16)$$

$$\lambda u_0 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)}{(1-k\eta)^2} \eta d\eta = 1, \quad (17)$$

$$N = \lambda u_0 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)}{1-k^2\eta^2} \eta d\eta. \quad (18)$$

Эти постоянные часто встречаются в теории переноса излучения. Они табулированы (в других обозначениях) в книге Г. ван де Хюлста [11].

Для определения постоянной C , входящей в формулу (11), можно использовать результаты работ [8] и [10], в которых разными методами изучалось свечение сферической туманности при анизотропном рассеянии света. В этих работах были получены асимптотические формулы для величин $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ и $I(x, \eta)$ при пренебрежении членами порядка $1/x$ и $e^{-2x\eta}$. Формула для величины $I(x, \eta)$ была найдена в виде $I(x, \eta) = F(x) u(\eta)$, где функция $u(\eta)$ дается первой из формул (12), а функция $F(x)$ — формулой (11) с вполне определенным значением C . Оказывается, что

$$C = \frac{L_* \alpha^2 k}{2\pi^2 \lambda}, \quad (19)$$

где α — коэффициент поглощения света в туманности.

Подстановка выражений (9), (10), (11) и (19) в формулу (5) приводит к следующей асимптотической формуле для интенсивности излучения, выходящего из туманности:

$$I(x, \eta) = \frac{L_* \alpha^2 k}{2\pi^2 \lambda x} \cdot \frac{e^{-kx}}{1 - Ne^{-2kx}} \left\{ u(\eta) + \frac{1}{x} u^*(\eta) - \left[v(\eta) + \frac{1}{x} v^*(\eta) \right] e^{-2x\eta} \right\}, \quad (20)$$

где функции $u(\eta)$, $u^*(\eta)$, $v(\eta)$, $v^*(\eta)$ определяются соотношениями (12)—(14).

Асимптотическая формула для величины $I(x, \eta)$ в случае чистого рассеяния (т. е. при $\lambda = 1$) может быть получена из (20) при $k \rightarrow 0$. Она имеет вид

$$J(x, \eta) = \frac{L_* a^2}{8\pi^2 x (\varphi_1 x + \varphi_2)} \left\{ \varphi(\eta) + \frac{1}{x} \chi(\eta) - \left[\omega(\eta) + \frac{1}{x} \psi(\eta) \right] e^{-2x\eta} \right\}, \quad (21)$$

где

$$\chi(\eta) = \eta \varphi(\eta) - (1 - 2\eta^2) \varphi'(\eta) - \frac{\eta}{2} (1 - \eta^2) \varphi''(\eta), \quad (22)$$

$$\psi(\eta) = -\eta \omega(\eta) + (1 - 2\eta^2) \omega'(\eta) + \frac{\eta}{2} (1 - \eta^2) \omega''(\eta), \quad (23)$$

φ_1 и φ_2 — первый и второй моменты функции $\varphi(\eta)$.

При переходе от (20) к (21) обозначено $u^*(\eta) = \frac{u_0}{2} \chi(\eta)$ и $v^*(\eta) = \frac{u_0}{2} \psi(\eta)$ и принято во внимание, что при малом истинном поглощении $N = 1 - 2 \frac{\varphi_2}{\varphi_1} k$, а при чистом рассеянии $\varphi_1 u_0 = 1$.

4. *Светимость туманности.* С помощью асимптотической формулы (20) для интенсивности излучения, выходящего из туманности, можно получить асимптотическое выражение для ее светимости L . Для этого следует воспользоваться формулой

$$L(x) = 4\pi r_0^2 \cdot 2\pi \int_0^1 I(x, \eta) \eta d\eta, \quad (24)$$

где r_0 — геометрический радиус туманности.

Подставляя (20) в (24) и пренебрегая при интегрировании экспонентой $e^{-2x\eta}$ (вследствие отбрасывания членов порядка $1/x^2$), имеем

$$L(x) = \frac{4k}{\lambda} L_* \frac{x e^{-kx}}{1 - N e^{-2kx}} \int_0^1 \left[u(\eta) + \frac{1}{x} u^*(\eta) \right] \eta d\eta, \quad (25)$$

где принято во внимание, что $x = ar_0$.

Вводя в (25) выражения (12) и (13) для функций $u(\eta)$ и $u^*(\eta)$ и производя интегрирование, находим искомую асимптотическую формулу для светимости туманности

$$L(x) = L_* \frac{4u_0 \sqrt{1-\lambda}}{\lambda} \frac{x e^{-kx}}{1 - N e^{-2kx}} \left[1 + \frac{1}{x} \left(\frac{1}{k} - \frac{\lambda \varphi_1}{2 \sqrt{1-\lambda}} \right) \right], \quad (26)$$

где постоянные k , u_0 , N определяются формулами (16), (17) и (18).

Напомним, что при получении асимптотических формул (20) и (26) отбрасывались члены порядка L_* / x^2 и $L_* e^{-x}$. Поэтому можно считать, что формулой (26) определяется полная светимость туманности (так как она отличается от светимости, обусловленной рассеянным излучением, на величину видимой светимости звезды, равную $L_* e^{-x}$).

Для оценки погрешности асимптотической формулы (26) можно найти точные значения светимости L . Согласно [3], светимость туманности в случае расположения звезды на оптическом расстоянии y от центра туманности может быть найдена по формуле

$$L(y, x) = \frac{L_*}{i} [1 - (1 - \lambda) N(y, x)], \quad (27)$$

где $N(y, x)$ — среднее число рассеяний фотона, определяемое из уравнения

$$yN(y, x) = \frac{\lambda}{2} \int_0^x [E_1(|y - y'|) - E_1(y + y')] N(y', x) y' dy' + y. \quad (28)$$

Уравнение (28) было решено численным способом для ряда значений x и λ , а затем для случая расположения звезды в центре туманности (т. е. при $y = 0$) были получены точные значения светимости туманности $L(0, x)$.

В табл. 1 приведены для сравнения величины L/L_* , найденные как по асимптотической формуле (26), так и с помощью формулы (27) при $y = 0$ и уравнения (28). Из таблицы видно, что даже при не очень больших значениях оптического радиуса шара x асимптотическая формула для светимости дает удовлетворительные результаты.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ L/L_*

x	$\lambda = 0.8$		$\lambda = 0.9$		$\lambda = 0.95$		$\lambda = 1$	
	Асимптотические	Точные	Асимптотические	Точные	Асимптотические	Точные	Асимптотические	Точные
1	0.703	0.773	0.843	0.875	0.919	0.934	1	1
2	0.514	0.540	0.704	0.716	0.834	0.840	1	1
3	0.340	0.350	0.549	0.554	0.726	0.728	1	1

Заметим, что в работе [12] было получено асимптотическое выражение для функции $N(y, x)$ путем использования асимптотики для резольвентной функции $\Phi(y, x)$. Подставляя величину $N(0, x)$ в формулу (27), мы снова приходим к асимптотической формуле (26).

Авторы выражают благодарность В. Ю. Перову за вычисления, сделанные для настоящей статьи.

Ленинградский государственный
университет

THE RADIATION FROM A SPHERICAL NEBULA DUE TO A CENTRAL STAR

A. K. KOLESOV, V. V. SOBOLEV

The problem of radiation transfer in a homogeneous spherical nebula of an optical radius x has been considered on condition that the nebula is illuminated by a central star. The integro-differential equation for the intensity of the diffuse radiation exiting from the nebula has been given. This equation is used to obtain asymptotic formulae for the intensity of the radiation exiting from the nebula and for the nebula luminosity in the case of $x \gg 1$. The asymptotic expression for the reflection coefficient of the nebula derived in our previous paper [1] has been also used. Values of the luminosity calculated by means of the asymptotic formula have been compared with its exact values. This comparison has shown that the asymptotic formulae obtained in the present paper are sufficiently accurate even in the case of not too large values of x .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Колесов, В. В. Соболев, *Астрофизика*, 32, 277, 1990.
2. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 37, 3, 1960.
3. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 8, 197, 1972.
4. Д. И. Назирнер, *Уч. зап. ЛГУ*, № 328, 66, 1965.
5. Т. А. Гермогенова, *Астрофизика*, 2, 251, 1966.
6. J. Dorschner, *Astron. Nachr.*, 292, 225, 1971.
7. S. Ueno, H. Kagitwada, R. Kalaba, *J. Math. Phys.*, 12, 1279, 1971.
8. В. В. Соболев, *Докл. АН СССР*, 273, 573, 1983.
9. А. К. Колесов, *Астрофизика*, 21, 309, 1984.
10. А. К. Колесов, *Астрофизика*, 22, 177, 1985.
11. H. C. van de Hulst, *Multiple Light Scattering*, v. 1, Academic Press, New-York, 1980.
12. В. М. Лоскутов, Д. И. Назирнер, *Расчет поля излучения при монохроматическом рассеянии. III. Средние числа рассеяний. Сравнение вычислений с асимптотической теорией*, Л., 1976, 46 стр.—Деп. в ВИНТИ 25.02.76, № 286—76.

УДК: 524.338.6

МЕДЛЕННЫЕ ВОПЫШКИ В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ. III

Э. С. ПАРСАМЯН, Г. Б. ОГАНЯН

Поступила 25 апреля 1990

Принята к печати 10 сентября 1990

Проведено исследование медленных вспышек в звездных ассоциациях, скоплениях и окрестности Солнца. Получены зависимости величины амплитуды вспышки от обратной скорости возгорания в лучах U , B , V . Показано, что мощные вспышки чаще происходят в глубоких слоях фотосферы.

Впервые В. А. Амбарцумяном [1] были предсказаны вспышки, отличающиеся длительностью времени возгорания до максимума, названные впоследствии Г. Аро [2] медленными.

1. В работе [3] на основании существующих наблюдательных данных была сделана попытка классифицировать медленные вспышки по форме кривой блеска.

Кривые блеска были разделены на три типа:

I. Кривая блеска начинается с медленного подъема до максимума, после чего наступает затухание.

II. Кривая блеска начинается с медленного подъема, в максимуме блеск звезды может сохраняться несколько десятков минут, испытывая малые колебания порядка десятых звездной величины.

III. Некоторая комбинация свойств кривых блеска медленных и быстрых вспышек.

Распределение медленных вспышек по типам приводятся в табл. 1 [4—7].

Сравнение табл. 1 с аналогичной таблицей из работы [3] показывает, что увеличение количества вспышек произошло за счет вспышек типа I, а вспышки типа II по-прежнему встречаются редко.

Рассмотрим медленные II типа более подробно.

Кривая блеска II типа характеризуется медленным подъемом до максимума, а затем с некоторым колебанием, порядка $0.^m5$, звезда остается

в максимуме блеска, что может длиться больше часа, и затем медленное затухание. Подъем до максимума блеска у вспышек I и II типа протекает одинаково, то есть первоначальный процесс у обоих типов вспышек иден-

Таблица 1

Тип	I	II	III
Агрегат			
Орион	16	7	1
Плеяды	28	2	5
Ясли	2	—	—

тичен. Далее продолжительный постоянный, или почти постоянный, максимум может быть объяснен следующим образом.

Как известно, многие вспышки можно представить как результат суперпозиции нескольких вспышек, происходящих в малом интервале времени с равными или одинаковыми амплитудами [8]. С этой точки зрения, в случае 177 Ori [4], по-видимому, после первого взрыва, дошедшего до максимума через 120 минут, остальные, приблизительно равные по величине энергии медленные вспышки, поддерживали яркость звезды примерно постоянной около 2-х часов. Исходя из сказанного, можно вспышки с плоским максимумом рассматривать как суперпозицию ряда медленных вспышек, имевших место в одном слое, то есть нескольких вспышек, имевших место друг за другом в очень малом интервале времени, результирующая которых и представляет кривую блеска.

Таким образом, вспышки типа II можно рассматривать как редкий случай суперпозиции одинаковых по порядку величины энергии вспышек, имеющий, скорее всего, общий источник. Что касается вспышек типа III, то это те вспышки, которые происходят как под фотосферой, так и над ней, разделенные небольшим промежутком времени порядка десятков минут. Таким образом, становится ясно, что принципиального отличия между вспышками I и II типа нет.

Ранее сделанный вывод о высоком проценте медленных вспышек в ассоциации Ориона [3] сохраняется и с получением новых наблюдательных данных. В настоящее время в имеющихся в нашем распоряжении списках 490 вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона, у которых наблюдались 647 вспышек, медленные составляют 3,5%, а в скоплении Плеяд у 547 вспыхивающих звезд наблюдались 1630 вспышек, среди которых медленные составляют 2,3%. Из табл. 1 следует, что число медленных вспышек типа II в ассоциации Ориона лишь вдвое меньше численности медленных вспышек типа I, а в скоплении Плеяды в 14 раз. И хотя в Плеядах

наблюдалось более чем вдвое больше вспышек, чем в Орионе, лишь у двух звезд наблюдались вспышки типа II. Все это свидетельствует о малой вероятности вспышек типа II. С другой стороны, вспышечная активность, вызывающая картину медленных типа II, возможно связана с более ранней стадией эволюции звезд в скоплениях.

2. На основе новых наблюдательных данных можно попытаться найти зависимость между величиной амплитуды в максимуме блеска Δm и обратной скоростью возгорания $t_m = \frac{t_B}{\Delta m}$, где t_B — время возгорания до максимума, отдельно для медленных вспышек ассоциации Ориона и скопления Плеяды, что из-за малочисленности данных не удалось сделать в работе [3]. Расчеты проведем как для лучей U , так и B , методом наименьших квадратов для медленных I типа.

1) Ассоциация Ориона. Количество вспышек в лучах $U-8$, в лучах $B-5$, результат в лучах B —первое грубое приближение.

$$\ln \Delta m_a = -0.05 t_m + 2.3, \quad (1)$$

$$\ln \Delta m_B = -0.02 t_m + 1.5. \quad (2)$$

2) Скопление Плеяды. Количество вспышек в лучах $U-8$, в лучах $B-21$.

$$\ln \Delta m_a = -0.04 t_m + 1.9, \quad (3)$$

$$\ln \Delta m_B = -0.05 t_m + 1.6. \quad (4)$$

Коэффициенты корреляции r для приведенных соотношений имеют значения от 0.60 до 0.90.

Полученные зависимости (1)—(4) подтверждают ранее полученные результаты [3] о зависимости величины амплитуды вспышки от глубины h (т. к. t_B зависит от h), где произошла вспышка. Уравнения (1)—(4) также выражают наблюдательный факт о большей амплитуде вспышки в лучах U . Кроме того, как видно из (1)—(4), чем моложе звездный агрегат, где наблюдалась вспышка, тем больше средняя энергия вспышки.

3. Наблюдательные данные не позволяют получить непосредственно зависимость величины максимальной амплитуды от времени возгорания вспышки, т. к. вспышки могут происходить с разными энергиями на одной и той же глубине. Поэтому для того, чтобы составить представление о распределении энергии вспышки с глубиной, рассмотрим известные медленные вспышки в порядке возрастания времени возгорания — t_B , т. е. с глубиной слоя, где происходят медленные вспышки. Для этого построим зависимости Δm от t_m для различных интервалов t_B , то есть для различных

глубин подфотосферных слоев. Для удобства берем интервалы времени возгорания t_B , равные ~ 10 минутам. В каждом рассматриваемом интервале наблюдаются вспышки различных энергий, чем и обуславливаются зависимости $\ln \Delta m_B$ от t_m . Имеющийся наблюдательный материал позволил рассмотреть следующие интервалы t_B : 30—40, 45—55, 55—80 мин для звезд ассоциации Ориона и скопления Плеяды в лучах U и 16—25, 27—36, 43—64 мин отдельно для Плеяд в лучах B . На рис. 1 приведены зависи-

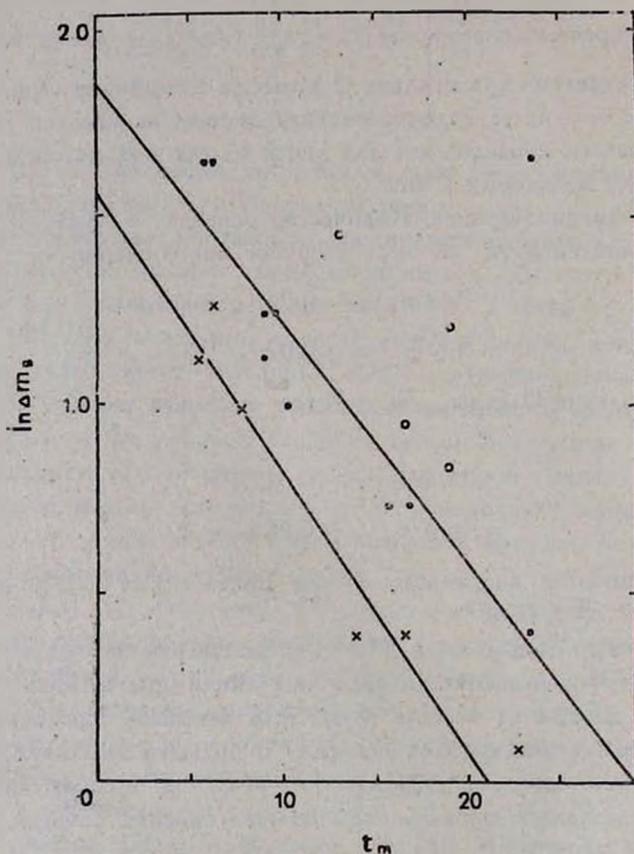


Рис. 1. Зависимости $\ln \Delta m_B$ от t_m для интервалов t_B (скопление Плеяды): 16—25 мин — крестики, 27—36 мин — точки, 43—64 мин — кружочки.

мости $\ln \Delta m_B$ от t_m для интервалов времени возгорания для вспыхивающих звезд скопления Плеяды в лучах B . В результате получается ряд параллельных прямых типа (1)—(4) с угловым коэффициентом $k=0.05$ для лучей U и 0.07 для B . Коэффициенты корреляции r имеют значения

0.80 и 0.95. Параллельность полученных прямых в каждом цвете говорит о том, что диффузия излучения после вспышки происходит по одному и тому же закону. Из уравнений типа $\ln \Delta m = kt_m + \ln \Delta m_0$ следует, что чем больше t_B , тем больше Δm_0 — значение амплитуды вспышки, если бы вспышка произошла вне фотосферы. В табл. 2 приводятся Δm_0 при различных значениях t_B .

Таблица 2

t_B	$\Delta m_0 (U)$	$\Delta m_0 (B)$
21	—	1.6
32	—	1.8
35	1.8	—
50	1.9	—
70	2.6	—

Из табл. 2 следует, что чем глубже произошла вспышка, тем в среднем она должна быть мощнее, откуда можно сделать вывод, что мощные вспышки больше происходят на глубине.

4. Медленные вспышки встречаются не только в звездных агрегатах, но и у звезд окрестности Солнца. Среди звезд, для которых к настоящему времени суммарное время слежений превышает несколько тысяч часов, нам известны лишь три звезды, у которых наблюдались медленные возгорания в том плане, в котором мы рассматриваем это явление в звездных агрегатах. Это AD Leo, $t_B = 19$ мин, EV Lac, $t_B = 16.5$ мин и ВУ Dra, $t_B = 18$ мин [9—11]. Как известно, среднее время возгорания у звезд ассоциации Ориона больше, чем у скопления Плеяд [3], что обусловлено скорее всего их возрастом: чем моложе, тем протяженнее атмосферы, и больше вероятность медленной вспышки. Возраст AD Leo и EV Lac оценивается порядка или меньше $3 \cdot 10^8$ лет [12] то есть и вероятность медленных вспышек и t_B должны быть меньше, чем в ассоциациях.

Фотографический метод, применяемый к наблюдениям вспышек в скоплениях, не может регистрировать вспышки как медленные, с временем возгорания < 15 мин [13]. В то же время фотоэлектрические регистрации вспышек звезд окрестности Солнца позволили среди кривых блеска выделить относительно медленные. Так, уже вспышки с временем возгорания 5—10 мин были отнесены многими авторами к разряду «медленных» (slow) [14, 15]. Если сравнить это время со временем возгорания быстрых, достигающих максимум блеска за время порядка минуты и

меньше, то следует считать, что действительно они возгорают медленнее. Эти вспышки можно рассматривать как происходящие в самых верхних подфотосферных или в более плотных слоях хромосферы.

Для случая, когда t_m изменяется в пределах $5 \div 10$ мин зависимость $\ln \Delta m_\alpha$ от t_m имеет следующий вид:

$$\ln \Delta m_\alpha = -0.17 t_m + 1.27. \quad (5)$$

Коэффициент корреляции $r=0.80$.

Следует заметить, что «медленные» вспышки звезд окрестности Солнца также могут быть классифицированы по типам I, II, III. Таким образом, переход между быстрыми и медленными, по-видимому, происходит довольно плавно. Можно не сомневаться, что если бы были проведены фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, можно было бы наблюдать медленные вспышки с малыми t_B , подобно тем, которые наблюдаются у звезд солнечной окрестности. С другой стороны, можно уверенно сказать, что вероятность наблюдения медленных с $t_B > 20$ мин у звезд солнечной окрестности очень мала, что, по-видимому, обусловлено эволюционной стадией этих звезд.

5. Согласно предположению Амбарцумяна [16], вероятность появления быстрых и медленных вспышек должна быть пропорциональна толщине соответствующего слоя, где они происходят. Толщина фотосферы, где происходят медленные вспышки, порядка 10^2 км. Малая дисперсия величин t_B также говорит о том, что слой, где происходят медленные вспышки, относительно мал. Толщина слоя над фотосферой, где происходят быстрые вспышки, порядка $10^4 - 10^5$ км. Отношение количества быстрых и медленных вспышек должно быть пропорционально толщине слоев, где происходят вспышки, то есть

$$\frac{N_B}{N_M} \sim \frac{h_B}{h_M} \sim 10^2 \div 10^3. \quad (6)$$

Сравним величину $\frac{N_B}{N_M}$ с результатами наблюдений в агрегатах Ориона и Плеяды. Из наблюдательных данных получаем, что отношение количества быстрых и медленных вспышек порядка 10^2 . При этом учитывались и те быстрые вспышки ($\Delta m \leq 1.7^m$), которые вряд ли могли наблюдаться как медленные, если бы произошли под фотосферой, из-за малой амплитуды. Следовательно, истинное отношение количества быстрых и медленных вспышек $\frac{N_B}{N_M}$ должно быть $> 10^2$. Отсюда еще раз следует, что внутри фотосферы вспышек больших энергий происходит больше, чем следовало ожидать, исходя лишь из величин $\frac{N_B}{N_M}$.

Возможно, что более энергичные вспышки чаще происходят под фотосферой, чем вне.

Авторы приносят глубокую признательность В. А. Амбарцумяну за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SLOW FLARES IN STELLAR AGGREGATES. III

E. S. PARSAMIAN, G. V. OGANIAN

The study of slow flares in star clusters, associations and Solar vicinity is carried out. The dependence of flare amplitude from the inverse velocity of flare increasing in U, B, V bands are obtained. It is shown that strong flares more frequently take place in the deep layers of the stellar photosphere.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 13, 1954.
2. G. Haro, Stars and Stellar Systems, v. VIII, eds. V. M. Middlehurst, L. H. Aller 1968, p. 141.
3. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 16, 231, 1980.
4. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 16, 87, 1980.
5. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацелишвили, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, Астрофизика, 17, 197, 1981.
6. Р. Ш. Нацелишвили (Частное сообщение).
7. Э. С. Парсамян, Э. Чавира (Частное сообщение).
8. Л. В. Мирзоян, Н. Д. Меликян, Тр. симпозиума «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», Ереван, 1986, стр. 153.
9. K. Ishimura, Y. Shimizu, Tokyo Astron. Bull., № 264, 2999, 1981.
10. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрофизика, 7, 303, 1971.
11. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 54, 1987.
12. E. S. Parsamian, Star Clusters Symp., Budapest, 1977, p. 119.
13. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 57, 79, 1985.
14. T. Y. Moffett, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 1, 1974.
15. B. R. Pettersen, K. P. Panov, W. H. Sandmann, M. S. Ivanova, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 235, № 2, 1986.
16. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 7, 557, 1971.

УДК: 524.3—355—36

О СОДЕРЖАНИИ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ХИМИЧЕСКИ-ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ β Сг В

И. С. САВАНОВ, В. П. МАЛАНУШЕНКО

Поступила 3 сентября 1990

Принята к печати 25 сентября 1990

По эквивалентной ширине линии $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$ определено содержание урана в атмосфере $Sr-Cr-Eu$ звезды β Сг В, которое составляет по нашей оценке $lg \epsilon(U) = 3.4$. Не подтверждена принадлежность линиям $U I$ отождествленных нами деталей по спектрограммам в области $\lambda\lambda 8440-8450 \text{ \AA}$, полученным с ПЭС-камерой. На основе наблюдательных данных, опубликованных Адельманом [1], выполнена оценка содержания 20 элементов в атмосфере β Сг В при учете влияния спектра второго компонента системы.

Звезда β Сг В принадлежит к числу наиболее изученных магнитных звезд в силу того, что она является яркой звездой и абсорбционные линии в ее спектре узки. Химический состав атмосферы и ее поверхностное магнитное поле изучались многими авторами. Однако в большинстве этих исследований не учитывалось то обстоятельство, что β Сг В входит в двойную систему. Величины наиболее вероятных параметров этой двойной системы обсуждаются в статьях [2, 3]. Для нас наиболее существенными являются следующие величины, которые будут использованы в нашем анализе: масса компонентов $M_A = 1.82 M_{\odot}$, $M_B = 1.35 M_{\odot}$, расстояние между компонентами $d = 7.1 \text{ а. е.}$, $\Delta t = 0.^m81$ и период $P = 10.49 \text{ лет.}$

β Сг В принадлежит к числу Ар-звезд, в спектрах которых обнаружено присутствие линий сверхтяжелых элементов, в первую очередь урана [4]. Содержание урана в атмосферах химически-пекулярных звезд, как правило, оценивается по линии $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$ [5, 6]. В статье [8] методом синтетических спектров по четырем спектрограммам, содержащим линию $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$, определено содержание урана в атмосфере Ар-звезды 73 Дга. В среднем определено содержание урана $lg \epsilon(U) = 4.1$, что на четыре порядка превышает содержание урана в солнечной системе, найденное по метеоритам.

Другое независимое определение величины содержания урана может быть основано на изучении ультрафиолетовой линии $U II \lambda 2556.19 \text{ \AA}$. Однако, согласно исследованиям Северного и Любимкова [7], среди 11 изученных Ар-звезд эта линия была зарегистрирована только у звезды 73 Dga.

В статье [6] воспроизводятся участки спектрограмм звезды $\beta \text{ Cg B}$, содержащие линию $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$. Для $\beta \text{ Cg B}$ деталь спектра, содержащая линию $U II$, попадает в крыло сильной линии нейтрального железа и выражена менее отчетливо, чем для некоторых других Ар-звезд. В то же время точный анализ методом синтетических спектров, аналогичный выполненному нами ранее для звезды 73 Dga [8], затруднен из-за необходимости учета спектра второго компонента. В связи с этим мы выполнили оценку содержания урана в атмосфере главного компонента системы $\beta \text{ Cg B}$ (в дальнейшем — компонента А), основанную лишь на рассмотрении эквивалентных ширин линий, используя подход, разработанный для анализа сложных спектров двойных систем и описанный в статье Любимкова и Самедова [9]. По измерениям, произведенным авторами работы [6], эквивалентная ширина W_λ линии $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$ составляет 61 мА, что находится в соответствии с независимо выполненным измерением [1], согласно которому $W_\lambda = 68 \text{ мА}$. Предполагая, что линия $U II$ принадлежит спектру химически-пекулярного компонента системы, по формулам, приведенным, например, в [9], мы имеем

$$W_A = W_A^{\text{набл.}} \cdot (1 + \beta), \quad \text{где } \beta = \frac{F_c(B)}{F_c(A)} \cdot \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2.$$

В данных формулах А и В относятся соответственно к главному и вторичному компонентам, F_c — поток в континууме для заданной длины волны, который определялся по таблицам Куруца [10], эффективные температуры атмосфер компонентов были приняты $T_{\text{эф}} = 8300 \text{ К}$ (компонент А), $T_{\text{эф}} = 6500$ (компонент В), радиусы компонентов R_A и R_B находились из зависимости

$$\lg R/R_\odot = 2.22 + 0.5 \cdot \lg M/M_\odot - 0.5 \lg \tau$$

в предположении, что $\lg g_{1, B} = 4.0$.

Для найденной таким образом эквивалентной ширины W_λ для модели с параметрами $T_{\text{эф}} = 8300 \text{ К}$, $\lg g = 4.0$ микротурбулентностью $\xi_t = 2 \text{ км/с}$ мы нашли, что $\lg z(U) = 3.4$. Отметим, что согласно [11] нами использовалось значение силы осциллятора для линии $U II \lambda 3859.58 \text{ \AA}$, равное $\lg gf = -0.62$.

Хорошим свидетельством в пользу реальности присутствия линий сверхтяжелых элементов в спектрах химически-пекулярных звезд могли бы

служить исследования, проводимые на основе анализа линий других стадий ионизации этих элементов (т. е., например, в нашем случае линий нейтрального урана). В ходе изучения переменности ИК-линии кислорода $O I \lambda 8446.5 \text{ \AA}$ был отождествлен ряд линий, три из которых могли бы принадлежать спектру нейтрального урана. Спектрограммы, охватывающие диапазон $\lambda\lambda 8427\text{—}8458 \text{ \AA}$, были получены 3/4.06.1988 г. на фазе 0.53 периода вращения (см. оис. 1).

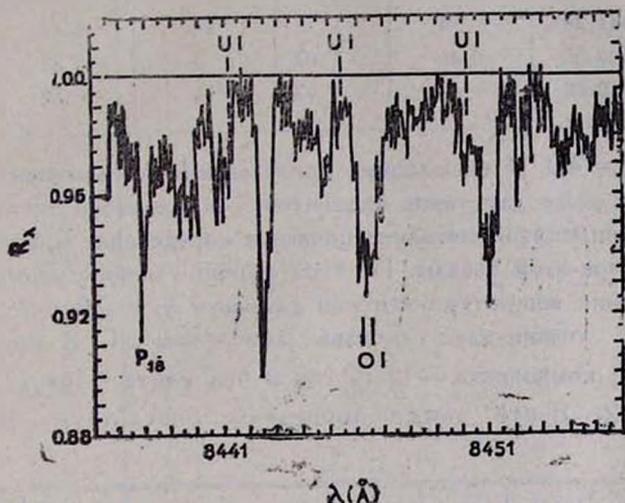


Рис. 1. Участок спектра β CrB, полученный 3/4.06.1988 г. в диапазоне длин волн $\lambda\lambda 8436\text{—}8456 \text{ \AA}$. Спектр нормирован по отношению к красному крылу линии P_{18} . Отмечены положения линии UI, OI и P_{18} .

Основные сведения о линиях нейтрального урана и их измерениях приведены в табл. 1: длина волны (согласно [12]), потенциал возбуждения нижнего уровня E_l , значение $\lg gf$, наблюдаемые эквивалентные ширины $W_{\lambda}^{набл}$ и величины $\lg^2(U)$, полученные для каждой линии. Значения $\lg gf$ были определены исходя из измерений интенсивностей линий Меггера, Корлисса и Скрибнера [13] и помещены в абсолютную шкалу [14] по измерениям времени жизни уровня UI (линия $\lambda 6395, 42 \text{ \AA}$). Содержания урана в атмосфере звезды β CrB, определенные по линиям нейтральных атомов и ионов, значительно различаются (величины $\lg^2(U)$ составляют соответственно 6.7 и 4.3), что, несмотря на хорошее совпадение по длинам волн, ставит под сомнение принадлежность отождествленных нами деталей к линиям UI.

Пользуясь описанной выше методикой учета влияния второго компонента, мы выполнили анализ эквивалентных ширин линий, опубликованных Адельманом [1], с учетом современных значений вероятностей пере-

ходов для спектральных линий. При этом наши вычисления основывались на модели, полученной путем интерполяции моделей из сетки Куруца [10] для параметров $T_{\infty} = 8300$ К, $\lg g = 4.0$. Для вторичного компонента системы мы использовали модель со следующими параметрами: $T_{\infty} =$

Таблица 1

Длина волн (Å)	E_l (эВ)	$\lg gf$	$W_A^{наб}$	$\lg^2(U)$
8441.20	0.94	-1.70	15	6.78
8445.35	0.46	-1.62	8	6.30
8450.03	0.46	-1.92	14	6.89

$= 6500$ К, $\lg g = 4.0$. К сожалению, приведенный Адельманом список линий малочислен даже для таких элементов, как железо и титан, и не позволяет по общепринятой методике провести определение микротурбулентности в атмосфере этой звезды. По этой причине наши расчеты проводились при значении микротурбулентной скорости $\xi_t = 2.0$ км/с. Результаты определения химического состава атмосферы β Ст В как при учете влияния второго компонента — \lg^2_{AB} , так и без учета — \lg^2_{AB} , представлены в табл. 2. В ней также приведены результаты, полученные

Таблица 2

Элемент	\lg^2_A	\lg^2_{AB}	$\lg^2_{[S]}$	\lg^2_{\odot}	Элемент	\lg^2_A	\lg^2_{AB}	$\lg^2_{[S]}$	\lg^2_{\odot}
Si II	7.66	7.61	7.41	7.55	Ni I	6.14	6.28	7.23	6.20
Ca I	6.74	6.93	7.82	6.36	Ni II	7.39	7.31	7.38	6.20
Sc II	4.70	4.53	4.78	3.90	Sr II	5.32	5.25	5.02	2.90
Ti I	5.92	5.96	6.61	4.89	Y II	2.97	3.03	3.95	2.24
Ti II	5.93	5.87	6.33	4.90	Zr II	4.52	4.37	4.93	2.56
V II	4.72	4.71	3.50	4.20	Ba II	3.29	3.68	3.42	2.40
Cr I	7.81	7.85	8.05	5.60	Ce II	3.71	3.53	4.47	1.59
Cr II	7.69	7.35	7.76	5.55	Pr II	3.28	3.09	4.75	0.83
Mn I	6.35	6.40	6.53	5.35	Sm II	3.02	2.91	5.24	1.06
Mn II	7.36	7.24	6.63	5.40	Eu II	5.09	4.98	6.52	0.51
Fe I	8.19	8.31	8.90	7.55	Gd II	3.91	3.70	4.83	1.12
Fe II	8.76	8.54	8.92	7.60	U II	3.43	3.18	3.17	0.60
Co I	6.03	6.02	6.31	4.55					

Адельманом [5], и содержания элементов в атмосфере Солнца. В силу неопределенностей в значении ξ , результаты табл. 2 могут рассмат-

риваться как предварительные, поскольку для ряда элементов величины $lg \xi$ были найдены по достаточно сильным линиям. Так, например, избыток содержания железа в атмосфере β CrV при увеличении ξ_r до 4 км/с уменьшится на 0.3 ± 0.4 dex для данного набора линий Fe I и Fe II и будет лишь немного превосходить солнечное значение. Рис. 2

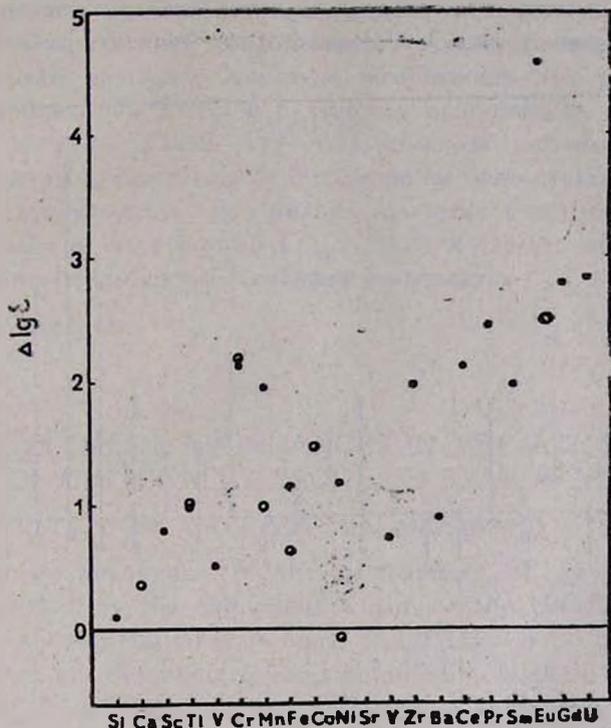


Рис. 2. Сравнение химического состава атмосферы β CrV с составом атмосферы Солнца. Открытые кружки — содержания, найденные по линиям нейтральных элементов, заполненные кружки — по линиям ионов.

представляет разности $\Delta lg \xi = lg \xi_* - lg \xi_{\odot}$ для всех элементов, перечисленных в табл. 2. Химический состав атмосферы звезды β CrV является аномальным, имеется избыток большинства элементов, растущий с увеличением атомного номера элементов. Несмотря на более умеренные избытки элементов в атмосфере β CrV, чем были найдены в [5], подтверждается принадлежность этой звезды к Sr—Cr—Eu типу. Особенно выделяется избыток европия, составляющий величину порядка 4.5 dex. Даже по линии Eu II λ 3907.10 Å, наименее подверженной влиянию сверхтонкой структуры атомных уровней, приводящей к усилению линий этого элемента [15], избыток европия составляет

4.1 dex. Отметим также, что определение содержания стронция основано на анализе субординатной линии Sr II λ 4161.80 Å, а резонансная линия стронция λ 4215.52 Å нами не учитывалась.

Кроме того, мы выполнили исследование атмосферы β Cg B в предположении, что это одиночная звезда, принимая для нее те же параметры модели атмосферы. Результаты сравнения содержаний элементов, найденных без учета влияния спектра второго компонента и с учетом двойственности, изображены на рис. 3. Согласно этому рисунку, различия не пре-

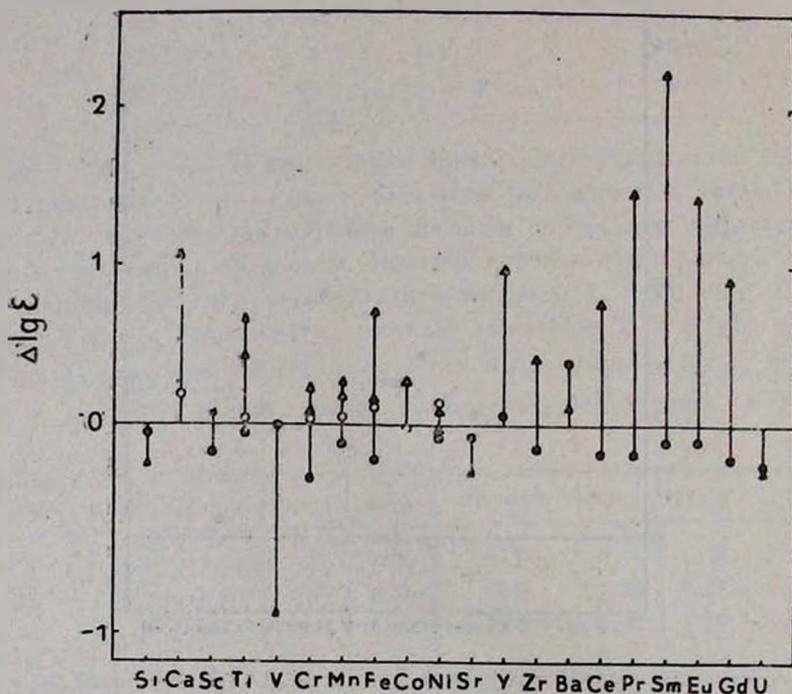


Рис. 3. Различия в содержаниях элементов в атмосфере β Cg B без учета влияния спектра второго компонента и при учете двойственности (кружки) и сравнение содержаний элементов в атмосфере этой звезды, полученных в [5] и нами при учете двойственности (треугольнички). Открытые кружки соответствуют содержаниям, определенным по линиям нейтральных элементов, а заполненные — по линиям ионов.

вышают ± 0.3 dex, причем в среднем величина различий для линий ионов составляет -0.10 dex, а для линий нейтральных атомов $+0.08$ dex. Таким образом, при анализе спектра двойной системы, выполненном обычным методом (т. е. как одиночной звезды), мы не обнаружили значительных различий в химическом составе, аналогичных различиям, найденным в [16] при моделировании спектра двойной звезды. Причина этого может

быть в том, что мы проводили вычисления в предположении о нормальном (солнечном) химическом составе более холодного компонента, в то время как в [16], напротив, содержания элементов при расчетах были увеличены в атмосфере именно холодного компонента. Поскольку в принципе не исключена возможность химической peculiarity и вторичного компонента, то те или иные предположения о химическом составе его атмосферы требуют проверки. Хорошую возможность для такого анализа могут дать наблюдения β CrB в будущем с приемниками высокого спектрального разрешения (1990—1992 гг.), когда вследствие орбитального движения спектры компонентов будут сдвинуты относительно друг друга. В частности, это позволит по индивидуальным спектрам компонентов уточнить параметры их атмосфер ($T_{эф}$, $lg g$) и сделать независимые заключения о химическом составе атмосфер компонентов.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE ELEMENT ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERE OF CHEMICALLY PECULIAR STAR β CrB

I. S. SAVANOV, V. P. MALANUSHENKO

The uranium abundance in the atmosphere of Sr—Cr—Eu star β CrB is defined using the equivalent width of the $UII \lambda 3859.58 \text{ \AA}$ line. According to our estimation it is equal to $lg \varepsilon(U) = 3.4$. The identification of UI lines on the spectrograms obtained with the CCD-camera in the range $\lambda 8440—8450 \text{ \AA}$ is not confirmed. Taking into account the influence of the secondary component of the system we obtain the abundances of 20 elements in the atmosphere of β CrB on the basis of the observational data published by Adelman.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Adelman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 26, 226, 1973.
2. L. Oetken, R. Orwert, *Astron. Nachr.*, 305, 315, 1984.
3. L. Oetken, *Proc. IAU Coll. № 90*, 355, 1986.
4. S. J. Adelman, S. N. Shore, *Astrophys. J.*, 183, 121, 1973.
5. S. J. Adelman, *Astrophys. J.*, 183, 95, 1973.
6. C. R. Cowley, G. C. L. Atkman, W. R. Fisher, *Publ. Domin. Astrophys. Observ.*, 15, 37, 1977.
7. A. B. Severny, L. S. Lyubimkov, *Proc. IAU Coll. № 90*, 327, 1986.
8. И. Х. Илиев, А. С. Любимков, И. С. Саванов, *Астрофизика*, 25, 237, 1986.
9. А. С. Любимков, Э. А. Самедов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 77, 97, 1987.
10. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
11. P. A. Voigt, *Phys. Rev. A*, 11, 1845, 1975.

12. Ч. Корлисс, У. Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, Мир, М., 1968, стр. 562.
13. W. F. Meggers, C. H. Corliss, B. F. Scribner, Tables of Spectral Line Intensities, NBS Monograph 145. 1975.
14. L. A. Hackel, M. S. Rushford, J. Opt. Soc. Amer., 68. 1084, 1978.
15. M. R. Hartoog, C. R. Cowley, S. J. Adelman, Astrophys J., 187. 551, 1974.
16. А. С. Любимков, Астрофизика, 31, 519, 1989.

УДК: 524.42

МОЛОДЫЕ ОЧАГИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ
В О-АССОЦИАЦИЯХ. II

А. В. ОСКАНЯН

Поступила 26 марта 1990

Принята к печати 13 сентября 1990

Анализ ансамбля О-ассоциаций показал, что большинство молодых очагов звездообразования находятся в О-ассоциациях, в которых встречается хотя бы одно сп-скопление. Время жизни области Н II, ассоциирующейся с сп-скоплением, оценено в 10^5 — 10^6 лет, что значительно меньше времени жизни О-ассоциаций. На основе указанных результатов ансамбль О-ассоциаций разделен по возрасту. В группе наиболее молодых О-ассоциаций наблюдается много молодых очагов звездообразования. В группе более старых О-ассоциаций содержатся ос-скопления и изолированные кратные системы типа Трапеция. В наиболее старых О-ассоциациях не встречаются скопления. Последние две группы О-ассоциаций бедны молодыми очагами звездообразования.

1. *Введение.* Как уже отмечалось в 1 части работы, малочисленность МОЗ в О-ассоциациях объясняется разницей возрастов этих объектов [1]. Однако естественно предположить, что рассматриваемые О-ассоциации имеют определенный разброс в возрастах и что МОЗ чаще всего встречаются в относительно молодых О-ассоциациях, в которых все еще сохраняется определенное количество вещества, способного превратиться в звезды. Поэтому рассмотрен вопрос о морфологических особенностях и возрастах тех О-ассоциаций, в которых встречаются МОЗ.

В качестве возможного индикатора относительной молодости некоторых из рассматриваемых О-ассоциаций мы взяли наличие в них скоплений, ассоциирующихся со светящимися газовыми туманностями (тип сп по [2]), в отличие от О-ассоциаций, в которых наблюдаются только скопления типа ос по [2]. При этом мы исходим из предположения, что газ, ассоциирующийся со скоплением, рассеивается быстрее, чем само звездное скопление (см., например, [3]). Если это предположение верно, тогда можно ожидать, что О-ассоциации, содержащие только скопления, не ассоциирующиеся с газом, являются относительно старыми образованиями.

2. *Использованный материал.* Рассмотрены только те О-ассоциации каталога [4], которые вошли в списки [5, 6], за исключением Cug OB 2 [7] и составляют около 50% всех известных О-ассоциаций.

Данные о МОЗ, об областях Н II, обнаруженных также в радиодиапазоне (в основном на частотах 1.4 ГГц и 5.0 ГГц), молекулярных облаках, о звездных скоплениях и диффузных туманностях взяты в основном из работ [1, 5, 6, 8—33] и цитируемой в них литературы, на основе следующих критериев:

1. Для скоплений и диффузных туманностей:

Расстояния до данного объекта— D_1 , опубликованные после 1949 г. и цитированные в [4, 34], близки к расстоянию— D_a до соответствующей О-ассоциации, т. е. $D_a - D_1 \leq \pm 150$ пк. Расстояния до рассматриваемых О-ассоциаций взяты из [4, 35].

2. Для МОЗ и молекулярных облаков, проектирующихся (по l и b) в пределах ассоциаций, приводимых в [5, 35]:

Объект считается ее членом, если осуществляется хотя бы одно из условий:

а) отождествлен другими авторами с каким-либо скоплением или диффузной туманностью, входящими в состав данной О-ассоциации;

б) ассоциируется с объектом, наблюдаемым в оптическом диапазоне. значение расстояния— D которого близко расстоянию рассматриваемой О-ассоциации, $D - D_a \leq \pm 150$ пк;

в) лучевая скорость объекта и лучевые скорости скоплений типа сп (их газовых составляющих) и диффузных туманностей—членов данной О-ассоциации близки друг к другу ($\Delta V \leq \pm 7$ км/с).

3. *Возрасты открытых скоплений.* В [36] было высказано предположение, что основная часть галактических областей Н II, обнаруженных на частоте 5 ГГц [37], связана с О-ассоциациями. Просмотр списков областей Н II, обнаруженных на той же частоте [8, 9], показывает, что некоторые из них являются сп-скоплениями. Предположим, что большинство вышеуказанных областей Н II является сп-скоплениями, входящими в О-ассоциации. Тогда оценка времени жизни областей Н II одновременно является и оценкой возраста О-ассоциаций, богатых сп-скоплениями.

За время жизни области Н II можно принять интервал времени, в течение которого она, расширяясь, переходит в ELD-область Н II с электронной плотностью $N_e \approx 5-10$ см⁻³ [38]. Для оценки этого интервала рассмотрены следующие две эволюционные модели:

а) Эволюция при постоянном значении массы области Н II (density bounded—db). Область Н II расширяется в вакуум и в нее не вовлекается нейтральное вещество; б) Эволюция при ограничении об-

ласти ионизационным фронтом (ionization bounded—ib). В процессе расширения области Н II ионизационный фронт поглощает массы нейтрального вещества, находящегося перед ним.

В первом случае сохраняется постоянным соотношение $N_e \cdot R^3$, а во втором $R \cdot N_e^{2/3}$. Предполагая, что начальные значения электронной плотности и радиуса соответственно равны N_{e0} и R_0 , а значение N_e в конечной стадии эволюции области Н II соответственно равно N_{e1} , можно для рассматриваемых случаев определить соответствующие значения радиусов R_{1db} и R_{1ib} по формулам

$$R_{1db} = R_0 \left(\frac{N_{e0}}{N_{e1}} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad R_{1ib} = R_0 \left(\frac{N_{e0}}{N_{e1}} \right)^{2/3}. \quad (1)$$

Если области Н II в обоих случаях расширяются с одинаковой и постоянной скоростью V , то интервалы времени T_{db} и T_{ib} , необходимые для достижения областью Н II заданной величины N_{e1} , равны

$$T_{db} = \frac{R_0}{V} \left(\frac{N_{e0}}{N_{e1}} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad T_{ib} = \frac{R_0}{V} \left(\frac{N_{e0}}{N_{e1}} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

В табл. 1 приведен ряд значений величины N_{e1} и соответствующие интервалы времени, требуемые для их достижения, при начальных значениях $R_0 = 0.1$ пк и $N_{e0} = 10^4 \text{ см}^{-3}$, принятых в [12]. Предполагая, что скорость расширения области Н II равна ее средней турбулентной скорости $\langle V_t \rangle_{rms} = 15 \text{ км с}^{-1}$, вычисленной для областей Н II списка [9], получаем, что в течение 10^5 — 10^6 лет плотность области Н II становится порядка величины плотности ELD-области Н II. К такой же величине продолжительности жизни, — $5 \cdot 10^5$ лет, пришли в работе [10] на основе подсчета чисел О-звезд в областях Н II, вне их продолжительности жизни О-звезд на главной последовательности.

Таблица 1
ИНТЕРВАЛЫ ВРЕМЕНИ,
НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ
ОБЛАСТЬЮ Н II ЗАДАННЫХ
ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОННЫХ
ПЛОТНОСТЕЙ

$N_{e1} (\text{см}^{-3})$	1000	100	10	5
$T_{ib} (10^5 \text{ лет})$	0.3	1.4	6.5	10.3
$T_{db} (10^5 \text{ лет})$	0.1	0.3	0.7	0.8

Ненаблюдаемость светящегося газа в ос-скоплениях может быть альтернативно объяснена отсутствием звезд, способных ионизовать значи-

тельные объемы нейтрального газа. Для выяснения этого просмотрены современные данные о спектрах звезд, входящих в состав рассматриваемых скоплений. Исползованные данные показывают, что в СП-скоплениях встречаются звезды более ранних спектральных типов (O4—O7), чем в ОС-скоплениях (O7—B0). Поскольку звезды спектральных подклассов O7—B0 все же в состоянии ионизовать значительные объемы газа, то ненаблюдаемость областей Н II свидетельствует в пользу реального отсутствия заметного количества газа в ОС-скоплениях. Необходимо отметить, что такие же выводы были сделаны ранее Б. Е. Маркаряном [3].

Таким образом, скопление, эволюционируя, проходит через следующие четыре стадии:

а) Новообразованное ИК-скопление. Звезды окружены непрозрачными пылевыми оболочками, которые полностью поглощают их излучение и переизлучают его в ИК-диапазоне.

б) Пылевые оболочки рассеиваются со временем и скопление становится наблюдаемым в оптическом диапазоне. Кроме того, в том же диапазоне наблюдаемы ионизованные ими облака водорода. Поэтому скопление принадлежит к типу СП.

в) Газовая составляющая СП-скопления рассеивается быстрее, чем его звездная составляющая. За время порядка 10^5 — 10^6 лет скопление превращается в ОС-скопление. Звезды эволюционируют от ранних подклассов O в СП-скоплениях к более поздним O-подклассам в ОС-скоплениях.

г) В дальнейшем ОС-скопление распадается и его звездная составляющая рассеивается по всему полю O-ассоциации.

Указанная эволюционная картина согласуется с оценками возрастов скоплений, которые приведены в [39, 40]. По этим данным возрасты для большинства СП-скоплений в рассматриваемых O-ассоциациях порядка 10^6 лет, тогда как у ОС-скоплений они оцениваются в 10^7 лет и более. Необходимо также отметить, что возрасты СП-скоплений в [39, 40] оказываются больше, чем продолжительности жизни областей Н II, оцененные в [10] и в данной работе.

4. *Классификация O-ассоциаций по возрастам.* Исходя из того, что время жизни СП-скопления на порядок величины меньше, чем время жизни O-ассоциаций, $\sim 10^7$ лет, рассматриваемые O-ассоциации можно разделить на три возрастные группы. В эти группы соответственно входят: а) O-ассоциации с хотя бы одним СП-скоплением (Sgr OB 1, Ser OB 1, Vul OB 1, Ser OB 2, Ser OB 1, Cas OB 6, Gem OB 1, Ori OB 1, Mon OB 1, Mon OB 2, Pup OB 1, Car OB 1 и Sco OB 1). Во всех указанных O-ассоциациях, за исключением Pup OB 1, встречаются M.O3. Кроме того, в них встречается большое число ИК-источников с интенсивным истечением вещества. В состав O-ассоциаций этой группы

входят 33 диффузные туманности, не ассоциирующиеся со скоплениями, — в среднем 2.5 таких туманностей на одну О-ассоциацию.

б) О-ассоциации, в которые входят только ос-скопления и изолированные кратные системы типа Трапеции* (Cyg OB 3, Cyg OB 1, Cas OB 2, Cas OB 5, Per OB 1, Aur OB 1, Cen OB 1, Ara OB 1, Sgr OB 4, Ser OB 2, Cas OB 1, CMa OB 1, Vel OB 1, Lac OB 1, Cas OB 4, Cam OB 1 и Per OB 2). Наличие МОЗ известно лишь в О-ассоциациях Vel OB 1, Ara OB 1 и Per OB 2. Число диффузных туманностей, не ассоциирующихся со скоплениями, равно 22, т. е. в среднем 1.3 таких туманностей на одну О-ассоциацию.

в) О-ассоциации, для которых неизвестно наличие каких-либо структурных особенностей, кроме диффузных туманностей, не возбуждаемых скоплениями (Sgr OB 6, Ser OB 3, Sco OB 2, Cyg OB 4, Cyg OB 2, Ser-Lac OB 1 и Cas OB 7). МОЗ, в котором, кроме того, обнаружен источник с сильным истечением вещества, найден в Ser OB 3. МОЗ также наблюдается и в Sco OB 2. В О-ассоциациях настоящей группы наблюдаются только 4 диффузные туманности, не возбуждаемых скоплениями — в среднем 0.7 таких туманностей на одну О-ассоциацию.

На основе данных, опубликованных в [3, 6, 7, 16, 35, 41—48], составлен список вероятного звездного состава рассмотренных О-ассоциаций. Используя данные о спектральных классах звезд, приведенных в [41, 42, 49, 50], из каждой О-ассоциации выделены семь звезд с наиболее ранними спектральными классами. На рис. 1 приведены совместные гистограммы распределения указанных звезд по спектральным классам для О-ассоциаций каждой отдельной группы. Для указанных гистограмм характерно смещение пика распределения от более ранних подклассов спектрального класса О к более поздним, при переходе от О-ассоциаций первой группы к третьей (I—O6, O7; II—O9; III—B0, B1). Следует отметить, что горячее крыло гистограммы для О-ассоциаций третьей группы обусловлено звездным составом ассоциации Cyg OB 2.

Деление О-ассоциаций на три возрастные группы, идеи, высказанные по скоплениям, и распределения, приведенные на рис. 1, наводят на предположение о том, что О-ассоциации эволюционируют следующим образом. В наиболее молодых О-ассоциациях (первая группа) встречается большое количество МОЗ и ИК-источников с интенсивным истечением вещества, поскольку в этих О-ассоциациях еще не израсходован весь материал, способный превратиться в звезды. Молодые скопления звезд, у которых уже рассеялись окружающие их члены—непрозрачные пылевые оболочки, все еще погружены в области H II. В более старых О-ассоциациях (вторая группа) почти что израсходован материал, способный превращаться в

* Изолированные кратные системы типа Трапеции можно рассматривать как открытые скопления с небольшим количеством членов.

звезды, а газ скоплений типа sp уже рассеян в поле Галактики и скопления превратились в os -скопления. В наиболее старых O -ассоциациях (третья группа) рассеяны os -скопления. Звезды, которые раньше входили в состав скоплений, рассеяны по всему объему O -ассоциации.

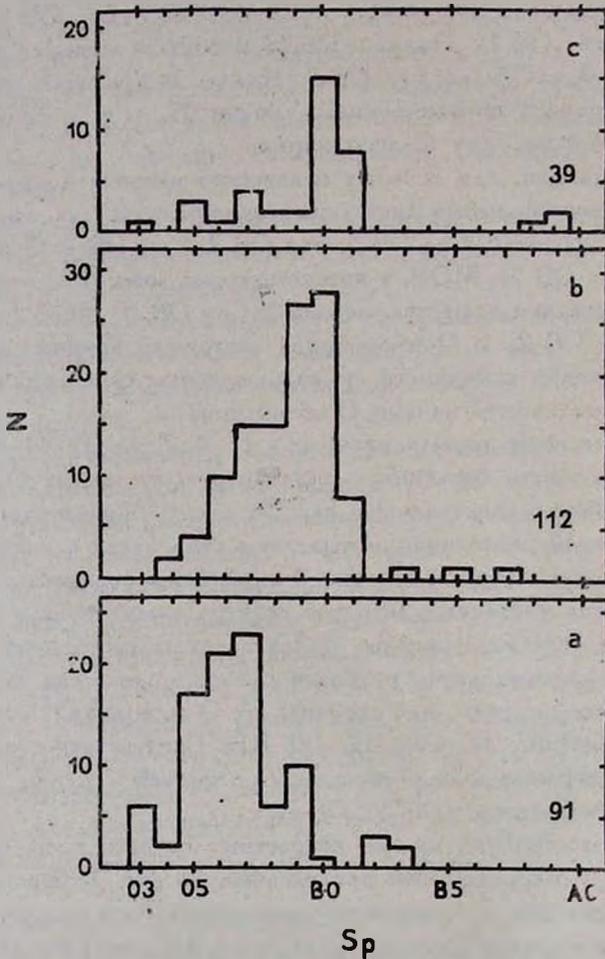


Рис. 1. Распределение звезд с наиболее равными спектральными классами в O -ассоциациях, принадлежащих разным возрастным группам. а) O -ассоциации первой возрастной группы—для 91 звезды; б) O -ассоциации второй возрастной группы—для 112 звезд; в) O -ассоциации третьей возрастной группы—для 39 звезд. По оси абсцисс приведены спектральные классы звезд, а по оси ординат числа звезд в столбцах гистограмм.

Согласно [51, 52] не все звезды O -ассоциации возникают одновременно, и образование отдельных групп происходит в сравнительно небольших объемах по сравнению с объемом всей O -ассоциации. Одновременное

присутствие в О-ассоциациях Sgr OB 1, Cep OB 2, Gem OB 1, Ori OB 1 и Sco OB 1 образований, имеющих разные возрасты, а именно МОЗ, сп-скоплений и ОС-скоплений. еще раз подчеркивает, что образование звезд происходит в небольших, по сравнению с объемом О-ассоциации, объемах пространства, и что группы звезд в О-ассоциации не образуются одновременно.

Сравнение с данными других работ, также указывает на то, что скопления, входящие в состав О-ассоциаций первой группы, моложе, чем скопления, входящие в О-ассоциации второй группы. Для целого ряда скоплений в [53] вычислены значения величины A_{12} , эквивалентной $U - V$ цвету звезд. Считается, что величина A_{12} является индикатором возраста скопления. При этом более молодым скоплениям соответствуют меньшие значения A_{12} [53]. На рис. 2 приведено распределение скоплений по параметру A_{12} , типу скопления и принадлежности к возрастной группе О-ассоциаций. Распределение показывает, что, как правило, сп-скопления моложе, чем ОС-скопления и что возраст скоплений в О-ассоциациях первой группы в основном меньше, чем возраст скоплений в О-ассоциациях второй группы. На рис. 3 приведено аналогичное распределение, но вместо параметра A_{12} использованы возрасты скоплений, взятые из [39, 40]. Характер распределения такой же, что и на рис. 2. Необходимо отметить, что два сп-скопления, а именно, NGC 1976 и NGC 2264, имеют очень большие возрасты, соответственно $2.5 \cdot 10^7$ и $2 \cdot 10^7$ лет. Эти величины на порядок больше возрастов остальных сп-скоплений. Кроме того, они не согласуются с оценками времени жизни областей H II, полученными в [10] и в данной работе. Это несоответствие требует дальнейших исследований.

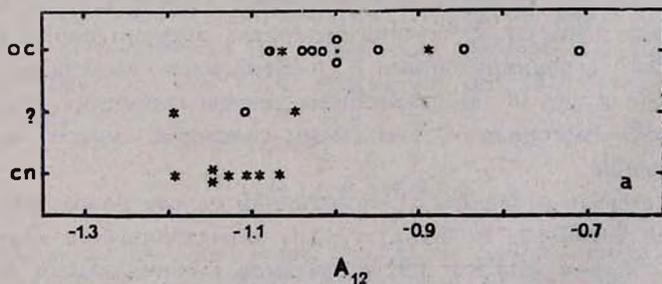


Рис. 2. Распределение тип скопления — величина A_{12} . ос—ос-скопление, сп — сп-скопление, ?—тип скопления неопределен, (*) — скопление принадлежит к О-ассоциациям первой возрастной группы, O — скопление принадлежит к О-ассоциациям второй возрастной группы.

В О-ассоциациях всех трех возрастных групп встречаются диффузные туманности, не возбуждаемые скоплениями. Как уже отмечалось, относи-

тельная доля таких объектов на одну O -ассоциацию уменьшается с увеличением возрастной группы O -ассоциаций. Возможно, что эти объекты являются своего рода реликтами газовых облаков, возбуждаемые генетически не связанными, а случайно встреченными с ними O - и B -звездами.

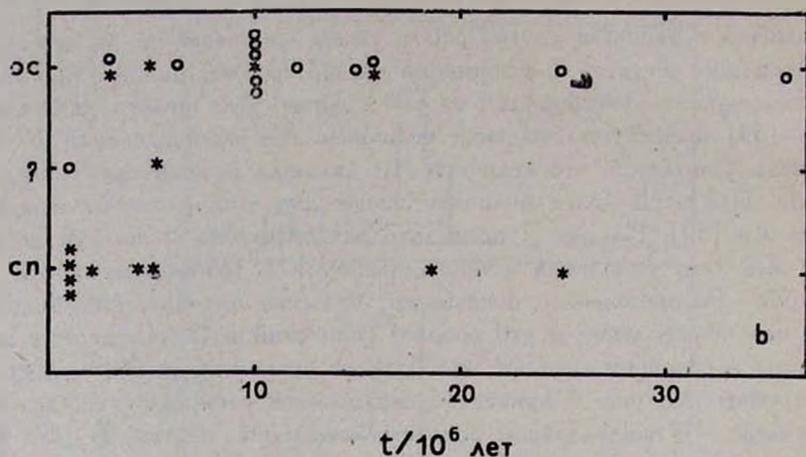


Рис. 3. Распределение тип скопления — возраст t . ос — ос-скопление, сп — сп-скопление, ? — тип скопления неопределен, (*) — скопление принадлежит к O -ассоциациям первой возрастной группы, O — скопления принадлежит к O -ассоциациям второй возрастной группы.

5. Основные выводы:

а) После рассеяния плотных пылевых оболочек, окружающих новообразованные звезды, комплекс ИК-источников превращается в обыкновенное скопление типа сп. В течение интервала времени порядка 10^6 — 10^6 лет область $H II$, ассоциирующаяся с сп-скоплением, рассеивается и скопление переходит в тип ос. В дальнейшем звезды скопления рассеиваются в пределах всей O -ассоциации. Тем самым скопление может прекратить свое существование.

б) Предлагается разделение O -ассоциаций на три возрастные группы:

— Первая (наиболее молодая) группа характеризуется наличием сп-скоплений и обилием МОЗ и ИК-источников с интенсивным истечением вещества;

— вторая группа — наличием ос-скоплений, которые образованы из сп-скоплений, из которых газ уже рассеялся;

— третья (наиболее взрослая) группа, содержащая наиболее старые, бесструктурные O -ассоциации. Звездное поле этих O -ассоциаций образовано из членов распавшихся уже скоплений, которые когда-то входили в состав этих O -ассоциаций;

в) возможно, что некоторые, если не все, диффузные туманности, не возбуждаемые скоплениями, являются реликтами газовых туманностей, возбуждаемые генетически не связанными, а случайно встречающимися с ними O- и B звездами.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить академика В. А. Амбарцумяна за обсуждение и замечания, сделанные в связи с настоящей серией работ. Считаю своим долгом отдать дань памяти академику Б. Е. Маркаряну и В. С. Осканяну за проявленный интерес и стороннюю поддержку данного исследования. Автор благодарен В. Г. Горбачевскому, А. Ф. Холтыгину, Н. Н. Самусю и Н. В. Вошинникову за замечания, сделанные при обсуждении работ.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE REGIONS OF ACTIVE STAR FORMATION IN O—ASSOCIATIONS. II

A. V. OSKANYAN

Analysis of the ensemble of O-associations show that most of the regions of active star formation are in O-associations in which one or more cn type cluster exist. The lifetime of HII region associated with a cn type cluster is estimated to be of the order of 10^5 — 10^6 years which is considerably smaller than the lifetime of the O-association. Following these results, the ensemble of the O-associations is age qualified. There are a lot of regions of active star formation in the group of the youngest O-associations. The group of older O-associations contains oc type clusters and isolated Trapezium type systems. There are no signs of clusters in the oldest O—associations. The regions of active star formation are very sparse in the last two groups of the O-associations.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. J. Habing, F. P. Israel, *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 345, 1979.
2. J. W. Sulentic, W. G. Tifft, *The Revised NGC of Nonstellar Astronomical Objects*, Univ. Arizona Press, Tucson, Arizona, 1973.
3. Б. Е. Маркарян, *Нестационарные звезды*, ред. М. А. Аракелян, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1957, стр. 169.
4. G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanýsek, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, eds. G. Alter, V. Balázs, J. Ruprecht, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1970.
5. Б. Е. Маркарян, *Докл. АН АрмССР*, 15, 11, 1952.
6. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code, *Astrophys. J.*, 118, 318, 1953.

7. *L. Münch, W. W. Morgan*, *Astrophys. J.*, 118, 161, 1953.
8. *T. L. Wilson, P. G. Mezger, F. F. Gardner, D. K. Milne*, *Astron. and Astrophys.*, 6, 364, 1970.
9. *E. C. Reifstein III, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, W. J. Altenhoff*, *Astron and Astrophys.*, 4, 357, 1970.
10. *L. F. Smith, P. Biermann, P. G. Mezger*, *Astron. and Astrophys.*, 66, 65, 1973
11. *J. E. Wink, T. L. Wilson, J. H. Biegling*, *Astron. and Astrophys.*, 127, 211, 1983
12. *J. Schraml, P. G. Mezger*, *Astrophys. J.*, 156, 269, 1969.
13. *M. A. Braz, N. Epchtein*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 54, 167, 1983.
14. *M. Rowan—Robinson*, *Astrophys. J.*, 234, 111, 1979.
15. *L. Blitz, M. Fich, A. A. Stark*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 183, 1982.
16. *S. Sharpless*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 257, 1959.
17. *B. E. Turner, D. Buhl, E. B. Churchwell, P. G. Mezger, L. E. Snyder*, *Astron. and Astrophys.*, 4, 165, 1970.
18. *M. Fich, L. Blitz*, *Astrophys. J.*, 279, 125, 1984.
19. *H. M. Dyck*, *Astron. J.*, 82, 129, 1977.
20. *M. Zeilik II*, *Astron. J.*, 84, 341, 1973.
21. *C. J. Lada*, *Prepr. Steward Observ.*, № 571.
22. *M. Fellt, E. Churchwell*, *Astrophys. J.*, 160, 43, 1970.
23. *J. R. Walsh, N. J. White*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 9p, 1982.
24. *W. J. Webster, Jr., W. J. Altenhoff, J. E. Wink*, *Astron. J.*, 76, 677, 1971.
25. *Y. Fukui, T. Iguchi*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 29, 63, 1977.
26. *B. E. Turner*, *Astrophys. Lett.*, 6, 99, 1970.
27. *M. Morris, G. R. Knapp*, *Astrophys. J.*, 204, 415, 1976.
28. *J. G. A. Wouterloot, C. M. Walmsley*, *Astron. and Astrophys.*, 168, 237, 1986.
29. *N. Kaifu, M. Morimoto*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 21, 203, 1969.
30. *I. Furniss, R. E. Jennings, A. F. M. Moorwood*, *Astrophys. J.*, 176, L105, 1972.
31. *G. H. Riske, F. J. Low, D. E. Kleinmann*, *Astrophys. J.*, 186, L7, 1973.
32. *L. E. B. Johansson, B. Höglund, A. Winnberg, Nguyen-Q-Rieu, W. M. Goss*, *Astrophys. J.*, 189, 455, 1974.
33. *J. L. Caswell, B. J. Robinson*, *Austra]. J. Phys.*, 27, 557, 1974.
34. *J. Ruprecht, B. Balázs, R. E. White*, *Catalogue of Star Clusters and Associations Suppl. 1, Part B?*, ed. B. Balázs, Akadémiai Kiado, Budapest, 1981.
35. *J. Ruprecht*, *Trans. IAU, XII B*, 348, ed. J. —C. Pecker, Academic Press, London New York, 1966.
36. *А. В. Осканян*, *Астрофизика*, 30, 128, 1989.
37. *D. Downes, T. L. Wilson, J. Biegling, J. Wink*, *Astron. and Astrophys. Suppl Ser.*, 40, 379, 1980.
38. *P. G. Mezger*, *Astron. and Astrophys.*, 70, 565, 1978.
39. *А. М. Эйзенсон, О. С. Яцук*, *Астрон. ж.*, 65, 330, 1988.
40. *А. М. Эйзенсон, О. С. Яцук, С. И. Хомик*, *Астрон. ж.*, 65, 730, 1988.
41. *R. M. Humphreys*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 39, 309, 1978.
42. *В. С. Аведисова, Г. И. Кондратенко*, *Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР*, 56, 59, 1984.
43. *S. Sharpless*, *Astrophys. J.*, 119, 334, 1954.
44. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 5, 3, 1950.
45. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 9, 3, 1951.
46. *В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 2, 3, 1949.
47. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 11, 3, 1953.

48. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 11, 19, 1953.
49. С. Cruz—González, E. Recillas—Cruz, R. Costero, M. Peimbert, S. Torres—Peimbert, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 1, 211, 1974.
50. G. Goy, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 42, 91, 1980.
51. В. А. Амбарцумян, Вестн. АН СССР, 27, 11, 45, 1957.
52. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups, ed. W. Boland, H. van Woerden, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht/Boston/Lancaster/Tokyo, Astrophys. and Space Sci. Library, 120, 67, 1985.
53. G. L. H. Harris, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 451, 1976.

УДК: 524.31.02—366

О СОДЕРЖАНИИ ЛИТИЯ В ХОЛОДНЫХ ГИГАНТАХ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, М. С. ШИРБАКЯН

Поступила 19 февраля 1988

Принята к печати 24 июля 1990

На основе имеющихся наблюдательных данных об эквивалентной ширине линии λ 6708 А рассматривается связь содержания лития с некоторыми параметрами холодных гигантов.

Данные о космической распространенности лития имеют существенное значение для исследования происхождения и эволюции звезд. Это объясняется тем, что, во-первых, литий имеет достаточно сильную резонансную линию λ 6708 А в видимом диапазоне спектра, и, во-вторых, он быстро выгорает в реакции ${}^7\text{Li}(p, \alpha) {}^4\text{He}$ уже при сравнительно небольших для звезд температурах: $\sim 2 \cdot 10^8$ К. Указанные обстоятельства делают литий чувствительным индикатором эволюционного статуса звезд с протяженными конвективными оболочками, таких, в частности, как холодные гиганты.

Содержание лития в атмосферах звезд исследовалось во многих работах. Основные результаты этих работ суммированы в обзорах [5, 6]. Рассматривая данные, представленные в этих обзорах, мы видим некоторые зависимости (конечно, статистические) содержания лития в звездах от их возраста. В частности, оказывается, что в атмосферах молодых звезд содержание лития близко к межзвездному, а в более старых звездах лития определено меньше. Этот важный факт был отмечен еще самыми первыми исследователями вопроса о содержании лития в звездах. В дальнейшем, при исследовании содержания лития в звездах, принадлежащих к рассеянным галактическим скоплениям, удалось получить и количественную зависимость содержания лития в звездах от их возраста. Эта наблюдаемая зависимость имеет следующий вид [1]:

$$N(\text{Li}) = N_0 \exp[-t/\tau(\mathfrak{M})], \quad (1)$$

где $\tau(\mathfrak{M})$ — некоторая функция звездных масс:

$$\tau(\mathfrak{M}) = 1.14 \times 10^9 (1.58 - \mathfrak{M})^{-1} - 9.75 \times 10^8 \text{ лет.} \quad (2)$$

Для объяснения зависимости (1) выдвинуто предположение о том, что вещество поверхностных слоев звезд в результате конвекции проходит через высокотемпературные их недра, где и происходит выгорание лития, содержание которого первоначально предполагается близким к межзвездному, то есть сравнительно высоким. Так как конвекция в звездах происходит достаточно медленно, то для выгорания лития в этом процессе требуется время, которое лишь на один порядок меньше возраста самых старых звезд нашей Галактики. Это вполне согласуется с формулой (1), согласно которой уменьшение содержания лития может наблюдаться лишь у звезд, возраст которых не менее $\sim 10^9$ лет. Сравнивая эту величину с временем жизни звезд различных масс, мы приходим к выводу, что уменьшение содержания лития может происходить только у звезд сравнительно небольших масс, скажем, меньше $1.4 M_{\odot}$ (у звезд больших масс для выгорания лития в этом процессе не хватит всей жизни!).

Конечно, приведенные выше численные оценки носят очень грубый характер. Сама природа рассматриваемого явления слишком сложна для того, чтобы исчерпывающим образом соответствовать предложенной схеме. Действительно, есть целый ряд вопросов, которые немедленно возникают при теоретической интерпретации зависимости содержания лития в звездах от их возраста. В частности, неясным остается вопрос об однородности первоначального содержания лития в различных звездах, вопрос о зависимости интенсивности конвекции от целого ряда физических и химических свойств звезды. Более того, известны факты, определенно противоречащие и самой рассматриваемой схеме химической эволюции звезд. А именно, у некоторых звезд содержание лития оказывается на несколько порядков выше, чем в межзвездной среде. На основе этого факта было выдвинуто предположение о том, что на каких-то стадиях звездной эволюции на поверхности звезд могут происходить процессы, в ходе которых содержание лития может увеличиваться.

Перечисленные выше проблемы, связанные с исследованием содержания лития в звездах приобретают особую остроту в случае холодных гигантов. Дело в том, что физические процессы, происходящие в недрах звезд, расположенных вне главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рассела, особенно сложны. Исследование эволюции таких звезд, к числу которых относятся и красные гиганты, вряд ли возможно в рамках упрощенной модели. Для исследования эволюции красных гигантов необходимо учитывать всю сложность и многообразие их наблюдаемых свойств. Исходя из этих соображений, мы решили обратиться к наблюдательным данным о наличии лития в атмосферах холодных гигантов.

К настоящему времени измерения линии поглощения $\text{Li I } 6708 \text{ \AA}$ выполнены всего для нескольких десятков холодных гигантов. Большую часть этих данных мы собрали в табл. 1. К сожалению, приведенные в ней

данные не являются однородными, так как таблица составлена на основании четырех работ [1—4], которые значительно различаются по методам наблюдений и обработки данных. Например, в работе [1] наблюдения велись на 2.7-м телескопе с помощью ретикона. Разрешение при этом составляло 0.1 А. В работе [3] разрешение было значительно хуже — 0.6 А, так как наблюдения проводились с помощью 500-канального телевизионного детектора (дисперсия 12А/мм). Учитывая столь значительные различия в технике и методах данных наблюдений, не приходится особенно удивляться большим различиям значений W , полученных разными авторами для одних и тех же звезд. При этом существенное значение имеет тот факт, что приведенные в табл. 1 значения W относятся к бленде, включающей

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАССМАТРИВАЕМЫХ ЗВЕЗД

№	BS	Сп. класс	M_c	W	Лит.
1	45	M2 III	—	72	2
2	48	M1 III	1.84	92 173	1 2
3	103	M4 III	0.90	110	3
4	681	M1 III	—	182	2
5	843	K7 III	2.34	72	3
6	921	M4 II--III	-2.24	110	3
7	1231	M0.5 III	-2.41	195	1
8	1457	K5 III	-0.88	44	4
9	1556	M3	3.21	144	2
10	1908	M0.5 III	—	73	3
11	2286	M3 III	-0.65	42 104	1 4
12	2574	K4 III	0.56	13	4
13	2795	M0 III	1.61	160	3
14	2105	M0 III	-0.54	29 72	1 3
15	3249	K4 III	-0.98	16	4
16	3283	M1 III	—	69 119	1 2
17	3319	M3 III	2.82	14	1
18	3705	K7 III	-0.27	46 70	1 2
19	3820	M1 III	4.63	4 39	1 2
20	3876	M1.5 III	4.29	79 147	1 2
21	4059	M0 III	0.49	84 97	1 2
22	4032	M0.5 III	—	9 23	1 2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
23	4094	K4 III	-0.86	16	4
24	4104	K4.5 III	0.10	34	1
25	4433	M0 III	0.64	11 60	1 3
26	4517	M1 III	-0.41	5 46	1 2
27	4902	M3 III	0.53	59	2
28	4910	M3 III	-0.48	197 155	2 3
29	5219	M3 III	1.78	133 190	2 3
30	5226	M3 III	-0.83	3 80	1 3
31	5299	M4.5 III	2.15	11 85	1 3
32	5503	M5.5 III	1.76	25 10)	1 2
33	5924	M0 III	2.53	70	3
34	6056	M0.5 III	1.93	8 75	1 2
35	6128	M2 III	-0.86	121	2
36	6337	M3 III	3.47	54	2
37	6705	K5 III	-0.65	70	3
38	6815	M3 III	4.20	199	3
39	7405	M1 III	-0.18	8 71 65	1 2 3
40	7635	K5-M0 III	-0.87	84 65	2 4
41	7635	M2 II	-1.66	152	1
42	7951	M3 III	-2.75	259	2
43	8057	M1 III	—	80 111	1 2
44	8080	M1 III	-0.52	12	1
45	8416	M5 III	—	100	3
45	8698	M2 III	-0.89	70	2
47	8597	M0 III	—	60	3
48	8775	M5.5 III	—	54 80	2 3
49	8891	K5 III	—	80	3
50	8830	M2 III	—	10	3
51	9061	M3 III	2.03	72 80	2 3

Примечание. M_r — абсолютная величина, W — эквивалентная ширина линии
 Л 6708A Li.

в себя кроме линии поглощения λ 6708 А и другие линии, число которых тем больше, чем хуже спектральное разрешение. Наиболее значительные помехи измерению интенсивности линии поглощения лития создает линия окиси титана, интенсивность которой зависит от спектрального класса исследуемой звезды [7].

Посмотрим теперь, как зависит величина W от физических параметров холодных гигантов. К числу основных параметров, характеризующих рассматриваемые звезды, относятся их спектральный класс и светимость.

Займемся изучением зависимости W от светимости звезды. Прежде чем перейти к рассмотрению этой зависимости, поясним, почему мы интересуемся ею. Дело в том, что в результате теоретических расчетов эволюции красных гигантов удается объяснить положение этих звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рассела, то есть связать их наблюдаемые свойства, такие как спектр и светимость, с характером физических процессов, происходящих в их недрах на той или иной стадии эволюции. Эти расчеты эволюционных треков выполнены, например, в работе [10]. Согласно этим расчетам, положение красного гиганта нормального химического состава на диаграмме ГР однозначно определяется величиной его массы. В свою очередь, масса звезды однозначно связана со временем, проведенным ею на главной последовательности, то есть со временем жизни красного гиганта. Следовательно, учитывая соотношение (1), мы приходим к выводу, что если пренебречь другими факторами, то содержание лития в атмосфере красного гиганта должно быть однозначно связано с его положением на диаграмме ГР. Конечно, делая такой вывод, мы упрощаем ситуацию. В частности, мы не учитываем различия в первоначальном содержании лития в разных звездах, не учитываем различий физических и химических свойств звезд. Учет всего этого делает исследование зависимости содержания лития от светимости красных гигантов более сложной, но не менее интересной задачей.

Итак, рассмотрим зависимость содержания лития в красных гигантах от их физических свойств. В первом приближении содержание лития определяется величиной массы звезды (см. (1)). Хотя соотношение (1) установлено для звезд главной последовательности, оно тем более применимо к красным гигантам, которые, как полагают, вследствие выгорания в их недрах водорода ушли с главной последовательности. Посмотрим, так ли это?

Для того, чтобы ответить на этот вопрос, нам необходимы данные о массах рассматриваемых звезд. Прямыми определениями масс мы не располагаем. Однако можно получить оценку масс красных гигантов на основе сопоставления положения этих звезд на диаграмме ГР с расчетами эволюционных треков красных гигантов. Действительно, рассматривая эволюционные треки, рассчитанные, например, в [10], мы видим, что для

каждого спектрального подкласса класса M существует определенная связь абсолютной величины с массой звезды. Более того, оказывается, что, в некотором приближении имеет место определенная связь с массой звезды величины $M_V - M_V^*$, где M_V^* — абсолютная болометрическая величина красного гиганта, рассчитанная для некоторой определенной массы (для дальнейших расчетов нам удобно взять за эту массу $1.4 M_\odot$), и данного подкласса спектрального класса M . Исходя из этих соображений, мы будем рассматривать зависимость содержания лития именно от этой величины $M_V - M_V^*$, имея в виду однозначную зависимость этой величины от массы соответствующих красных гигантов.

Перейдем к конкретным расчетам. Абсолютные визуальные светимости рассматриваемых звезд приводятся в табл. 1 (эти данные заимствованы, в основном, из каталога ярких звезд). Величину M_V^* рассчитаем следующим образом. Прежде всего, воспользовавшись данными [10], найдем абсолютные болометрические величины красных гигантов, с массой $M = 1.4 M_\odot$ и имеющих эффективные температуры, соответствующие согласно [11] данным спектральным классам. Полученные результаты приводятся в таблице 2. Затем, принимая значения болометрических поправок согласно [11], мы вычислили и значения M_V^* , которые также приводятся в таблице 2. Напомним еще раз, что эти значения M_V^* соответствуют расчетам [10] эволюционного трека красного гиганта с массой $1.4 M_\odot$.

Таблица 2

Sp III	K5	M0	M1	M2	M3	M4	M5
T_e	3.602	3.591	3.580	3.574	3.562	3.550	3.531
BC	-1.15	-1.25	-1.45	-1.65	-1.95	-2.4	-3.1
M_V^*	-0.75	-1.25	-1.50	-1.75	-2.25	-2.5	-3.25
M_V^*	0.4	0	-0.05	-0.1	-0.3	-0.1	-0.15

Рассмотрим теперь распределение исследуемых красных гигантов по величинам двух параметров, а именно, по величине блесды W , и по величине $M_V - M_V^*$. Это распределение показано в таблице 3. Как мы отмечали выше, имеющиеся в нашем распоряжении данные о величине W являются весьма неоднородными. Поэтому в таблице 3 каждая звезда обозначена цифрой, представляющей собой номер ссылки в списке литературы, то есть указана работа, из которой заимствованы данные о величине W .

Какие же выводы можно сделать на основании таблицы 3? Прежде всего, можно отметить, что среди звезд с $M_V - M_V^* < -2$, то есть имеющих самые большие массы, наблюдаются лишь звезды с $W > 100 A$.

Правда, таких звезд всего три. Если это не является случайным совпадением, то мы должны признать, что, как и следует ожидать с учетом соотношения (1), среди звезд с большой массой большая эквивалентная ширина бленды λ 6708 А указывает, вероятно, на большое содержание лития в этих звездах. С другой стороны, среди звезд сравнительно малой массы, то есть $M_1 - M_0 \geq 2$, следует ожидать более низкого содержания лития, и, следовательно, W у таких звезд должно быть, как правило, меньше. Так ли это на самом деле? Как нам представляется, таблица 3 не дает возмож-

Таблица 3

$M_1 - M_0$						
W	-2	-2 ÷ -1	-1 ÷ 0	0 ÷ 1	1 ÷ 2	> 2
0 ÷ 50		4, 4, 1	1, 1, 1, 1, 4, 1, 1, 1, 2.	4, 1	1, 1	1, 1, 1, 2
50 ÷ 100		3, 2, 4	2, 3, 2, 3 2, 2	1, 2, 6, 2	1, 2, 3, 2	3, 1, 3, 3
100 ÷ 150	3		2		6, 2	2
> 150	1.2	1	2, 3	3	2, 3	2, 2, 3, 3

ности уверенно ответить на этот вопрос. Действительно, среди звезд с $M_1 - M_0 \geq 2$ имеются как звезды с малыми значениями W , так и с большими. Но как можно объяснить большое содержание лития (если, как и в предыдущем случае считать, что большое значение W указывает именно на большое содержание лития), у звезд малых масс? Можно предложить несколько объяснений. Например, можно предположить, что на стадии красных гигантов происходит процесс образования лития. Основанием для такого предположения, на наш взгляд, может служить тот факт, что в некоторых холодных гигантах содержание лития во много раз превышает межзвездное. Есть и другие объяснения. В частности, можно предположить, что наблюдаемые в настоящее время малые массы рассматриваемых звезд с большими значениями W — это остатки первоначально больших, но уменьшившихся вследствие истечения вещества масс. Наконец, можно предположить, что красные гиганты с большим содержанием лития и с малыми массами могут представлять собой ранние, а не поздние стадии звездной эволюции. Подробнее останавливаться на всех этих предположениях было бы преждевременно. Причина этого становится ясной при внимательном рассмотрении таблицы 3. Действительно, большие значения W для звезд с малыми массами получены лишь в работах [2, 3]. К сожалению, результаты работы [1], выполненной с более высоким спектральным разрешением, не содержат наблюдений звезд с малыми массами и с боль-

шим содержанием лития. Согласно результатам работы [1], звезды малых масс имеют и малые значения W , то есть, вероятно, содержат немного лития. Можно ли уверенно утверждать, что звезды малых масс не могут содержать много лития? Но как в таком случае объяснить столь большие значения W , полученные в [2, 3] для таких звезд? Нам представляется, что для окончательного решения данного вопроса необходимы наблюдения в этих звездах линии $\lambda 6708 \text{ \AA}$ с высоким спектральным разрешением.

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости содержания лития в холодных гигантах от их спектрального класса. Этот вопрос имеет уже довольно длинную историю (см., например, обзоры [5, 6]). Отмечалось, в частности, что содержание лития в холодных гигантах уменьшается с уменьшением эффективной температуры до класса M0. Согласно [2, 4] в гигантах спектрального класса M содержание лития с уменьшением эффективной температуры, напротив, возрастает. Однако в других работах этот вывод опровергается. В [1, 3, 8] утверждается, в частности, что содержание лития в холодных гигантах уменьшается с уменьшением эффективной температуры. Можно ли на основании данных, приведенных в табл. 1, судить о существовании зависимости содержания лития от эффективной температуры звезды? На первый взгляд этот вопрос представляется отрицательным. Действительно, рассматривая эти данные в отдельности для каждого из четырех использованных источников [1—4], мы видим, что выводы о характере зависимости W от эффективной температуры оказываются различными и противоречащими друг другу (как это уже отмечалось ранее). Если же рассматривать зависимость W от эффективной температуры, усредненную по всем четырем использованным источникам, то мы получаем следующее выражение:

$$W = 532 - 0.12 T_e, \quad r = 0.3, \quad n = 77. \quad (3)$$

Можно ли на основании зависимости (3) сделать вывод о том, что в холодных гигантах содержание лития увеличивается с уменьшением эффективной температуры? Два обстоятельства ставят под сомнение такой вывод. Во первых, как уже отмечалось выше, значительная часть (если не все) значений W представляют собой бленды, содержащие кроме линии лития и ряд других линий. Наиболее мощной из них является линия окиси титана. Эквивалентная ширина этой линии увеличивается при переходе к более холодным звездам, вследствие чего с уменьшением эффективной температуры звезд значение W будет в какой-то степени возрастать, даже при постоянном содержании лития. Этот вопрос количественно рассматривался в [7].

Еще более существенное значение для обсуждаемого вопроса имеет температурная зависимость эквивалентной ширины линии лития от температуры. Остановимся на этом более подробно.

Для этого нам понадобится кривая роста линии λ 6708 А Li. Эту кривую мы рассчитали, воспользовавшись моделями атмосфер холодных гигантов [8, 9]. Учитывая то обстоятельство, что в атмосферах холодных гигантов существенную роль играет рассеяние излучения, расчеты кривой роста выполнены в рамках модели Шварцшильда—Шустера, которая, несмотря на свою простоту, дает достаточно надежные результаты в случае преобладания процессов рассеяния [12]. Эквивалентная ширина линии с профилем r_ν определяется при этом следующим образом [12]:

$$W = \int (1 - r_\nu) d\nu, \quad (4)$$

где:

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \int k_\nu dn},$$

причем k_ν — коэффициент поглощения одной молекулы лития в линии λ 6708 А, профиль которой можно считать фойгтовским, а интегрирование производится по обращаемому слою.

Для расчета эквивалентной ширины W рассматриваемой линии по приведенным выше формулам нам необходимо знать распределение температуры, а также полного и электронного давлений в обращаемом слое. Все эти величины приводятся в работах [8, 9]. Воспользовавшись этими данными, мы рассчитали кривые роста линии λ 6708 А для ряда значений эффективных температур и ускорений силы тяжести — то есть тех значений параметров, которые характеризуют обращаемый слой рассматриваемых звезд. Далее, путем интерполяции мы получили кривые роста рассматриваемой линии для тех значений T_e и $\lg g$, которые, согласно [11], соответствуют обращаемому слою нормальных красных гигантов в принятой дискретной системе спектральной классификации. Эти кривые роста приводятся на рис. 1.

Полученные кривые роста линии λ 6708 А Li и должны помочь нам в интерпретации данных. Как отмечено выше, вся совокупность наблюдательных данных, имеющихся в нашем распоряжении, указывает на существование определенной тенденции к увеличению W с уменьшением эффективной температуры звезды (см. (1)). Естественно, возникает вопрос о том, является ли эта тенденция выражением изменения содержания лития, или же она связана с изменением условий образования рассматриваемой линии, в частности, с теми эффектами, которые определяют вид кривой роста? Располагая кривыми роста, приведенными на рис. 1, мы можем достаточно четко отделить друг от друга эти две причины, влияющие на величину эквивалентной ширины линии поглощения λ 6708 А. Действи-

тельно, рассматривая на рис. 1 кривые роста, мы видим, что при постоянном содержании лития эквивалентная ширина линии λ 6708 А увеличивается при переходе от ранних к поздним подклассам спектрального класса М. Величина этого изменения зависит от содержания лития. Нетрудно видеть, что при нормальном содержании лития ($[\text{Li}] \approx 1$), эквивалентная

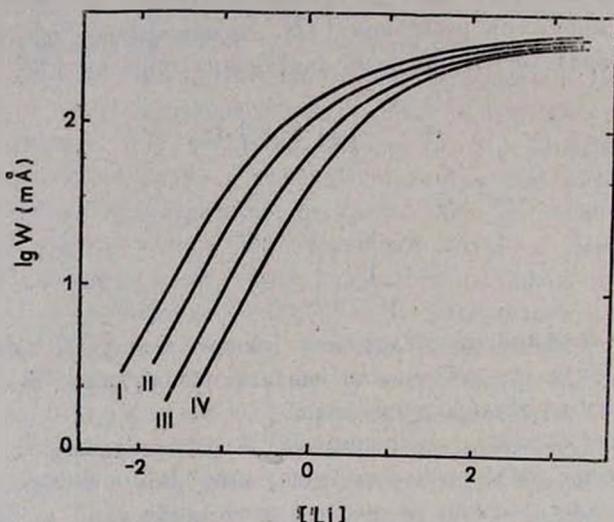


Рис. 1. Кривые роста линии λ 6708 А Li: I — $T_e = 3400^\circ \text{K}$, II — $T_e = 3600^\circ \text{K}$, III — $T_e = 3800^\circ \text{K}$, IV — $T_e = 4000^\circ \text{K}$; [Li] — содержание лития в шкале, где содержание водорода $\lg N_H = 12.00$.

ширина линии λ 6708 А увеличивается от $\sim 150 \text{ mÅ}$ до $\sim 250 \text{ mÅ}$ при переходе от спектрального подкласса M0 к M5. Сопоставляя это значение с формулой (3), мы приходим к выводу, что наблюдаемое увеличение W в холодных гигантах при переходе от ранних к поздним подклассам класса М объясняется изменениями условий образования рассматриваемой линии поглощения. Следовательно, количество лития в различных подклассах холодных гигантов спектрального класса М в среднем остается постоянным.

Выполненный нами расчет кривых роста линии λ 6708 А объясняет и наблюдаемый большой разброс значений W в холодных гигантах. Действительно, как видно из рис. 1, в холодных гигантах с небольшим содержанием лития сравнительно незначительные изменения эффективной температуры, даже в пределах одного спектрального подкласса могут привести к заметному изменению W при постоянном содержании лития. В ходе расчетов кривых роста мы выяснили также, что особенно большую роль в формировании линии поглощения λ 6708 А в атмосферах холодных ги-

гантов играет турбулентность. Оказывается, в частности, что неопределенность в оценке скорости турбулентного движения может привести к неопределенности в W , достигающей чуть ли не порядка величины. Все эти обстоятельства и являются, по-видимому, причиной того, что в различных рабстах, основанных на небольшом статистическом материале, получались иногда противоположные выводы о характере зависимости содержания лития в холодных гигантах от их спектрального класса.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

LITHIUM ABUNDANCES IN COOL GIANTS

Уч. К. MELIK—ALAVERDIAN, M. S. SHIRBAKIAN

On the basis of the observational data on λ 6708 Å Li line equivalent width the dependence of Li abundances from some parameters of cool giants are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. E. Luck, D. L. Lambert, *Astrophys. J.*, 256, 189, 1982.
2. A. E. Merchant, *Astrophys. J.*, 147, 587, 1967.
3. Л. Хянци, Публ. Тартуск. астрофиз. обс., 49, 62, 1982.
4. W. K. Venzek, *Astrophys. J.*, 130, 843, 1959.
5. G. W. Wallerstein, P. S. Conti, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 7, 99, 1969.
6. М. Е. Боярчук, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 55, 127, 1976.
7. J. M. Scalo, E. M. Glenn, *Astrophys. J.*, 239, 953, 1980.
8. T. Kipper, J. Sitcha, L. Hanni, Публ. Тартуск. астрофиз. обс., 44, 271, 1976.
9. Ю. К. Мелик-Алавердян, М. С. Ширбакян, подготовлено к печати.
10. A. V. Swelgart, P. G. Gross, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 405, 1978.
11. V. Strajzls, G. Kurtens, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 353, 1981.

УДК: 524.63

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДНОГО КОМПЛЕКСА ПЕТЛИ III

И. А. ЗЕНИНА

Поступила 22 мая 1990

Принята к печати 20 августа 1990

Исследуются кинематические характеристики 840 В- и А-звезд области Петли III. Существование звездной составляющей Петли III, ранее обнаруженное по повышенной звездной плотности и спектральному составу звезд, подтверждено кинематическими методами. Выделено семь звездных групп, принадлежащих комплексу Петли III. Для них посчитаны параметры распределения скоростей звезд. Обнаружены расходящиеся пары звездных потоков вдоль оболочки Петли III.

1. Исследования последних лет дают основание рассматривать галактические петли (или шпурсы) как примеры еще одного типа звездных систем в Галактике — оболочечных структур радиусом около 100 пк, массой $10^5 \div 10^6 M_{\odot}$, с плотным ядром, состоящим из гигантского молекулярного облака (ГМО) и звездной ассоциации, и оболочкой из газа, пыли и звезд. Между оболочкой и ядром наблюдается некоторое разряжение газопылевой материи и уменьшение плотности звезд.

Четыре таких оболочки находятся вблизи Солнца, в пределах Местной системы. Первоначально они были обнаружены по интенсивному излучению в радиоконтинууме [1, 2], затем по рентгеновскому излучению [3], а недавно и по гамма-излучению [4].

Предметом нашего исследования является поиск и всестороннее обоснование существования звездной составляющей петель, а конкретно — Петли III, расположенной вблизи северного полюса мира в положительных галактических широтах, на долготе $80^\circ < l < 170^\circ$. В нашей предыдущей работе [5] приводились результаты статистического анализа звездных характеристик в области Петли III, которые указывают на существование связанного с ней звездного комплекса. Он выделяется на основании повышенной звездной плотности в области оболочки петли, а также в ее центре, и, кроме того, своим спектральным составом — избытком А-звезд.

Во многих участках вдоль гребней Петли III поверхностная плотность звезд выше средней на той же широте в $1.5 \div 2$ раза и превышает величину случайной флуктуации. Причем показано, что поглощение в этих областях мало и не может объяснить указанных аномалий. Коэффициент корреляции между плотностью А-звезд и интенсивностью непрерывного радиоизлучения колеблется в пределах $0.5 \div 0.7$. Аналогичные результаты получены еще раньше Анисимовой для Петли I [6, 7].

Концентрация звезд к радиошпурам не столь сильная, как к Млечному Пути, но сравнима с концентрацией к Поясу Гулда. Собственно, отдельные участки этого пояса относятся и к оболочкам [8]. Еще в большей степени к частям оболочек относится еще один пояс в Местной системе, открытый Вокулером [9] и Долидзе [10]. Кроме концентраций звезд и газа, лежащих на этих поясах, нами отмечены и другие — лежащие вдоль оболочек [8]. Кроме того, как в Петле III [5], так и в Петле I [7] во внутренних их областях между оболочкой и ядром обнаружены полосы очень низкой плотности звезд. Результаты исследования звездного комплекса Петли III статистическими методами подробно обсуждаются в наших предыдущих работах [5, 8].

Представляет большой интерес вопрос исследования кинематических характеристик звезд, предположительно входящих в звездный комплекс Петли III, то есть, получение и анализ параметров распределения скоростей звезд, выявление звездных групп, имеющих близкие между собой по величине и направлению собственные движения. Можно ожидать наличия звездных потоков и некоторой упорядоченности движений. Изучение кинематики звезд комплекса Петли III подтверждает эти предположения.

Задача изучения кинематики звезд оболочек является весьма громоздкой из-за огромных угловых размеров этих систем. Так, например, Петля III (не самая большая) имеет угловой диаметр $\sim 70^\circ$. Ясно, что на таких площадях находится огромное количество звезд. Для изучения кинематики необходимо иметь достаточно точные данные о движениях если не всех звезд, то хотя бы представительных выборок.

2. Для решения задачи обнаружения звездных групп, принадлежащих комплексу Петли III, была сделана выборка из каталога SAO [11] всех В- и А-звезд в области Петли III $70^\circ < l < 180^\circ$, $-30^\circ < b < +70^\circ$, для которых известны лучевые скорости v_R и классы светимости. Для них были посчитаны фотометрические расстояния R по стандартной формуле для модуля расстояния $V-M = 5 \lg R + A$, где абсолютные звездные величины M определялись по калибровке ($M, SpMK$) из [12], а величины межзвездного поглощения A в рассматриваемой области взяты из нашей предыдущей работы [5], где оно подробно исследуется (величины эти невелики — в среднем $0.^m1$, и лишь редко превышают $0.^m3$). Еще для части звезд (не более 10% выборки), предположительно входящих в ком-

плекс, но для которых неизвестен класс светимости, этот класс оценивался по статистической зависимости величины собственного движения звезды от ее видимой звездной величины и класса светимости, построенной по звездам данного спектрального класса с известными классами светимости. В последующих расчетах рассматривались только звезды, расстояния до которых не превышают $R = 300$ пк, то есть, находящиеся в объеме Петли III. В результате была получена выборка из 840 звезд, и для них подсчитаны кинематические характеристики. Собственные движения и лучевые скорости звезд для расчетов взяты из каталога SAO [11]. Расчеты производились на ЭВМ ЕС-1022.

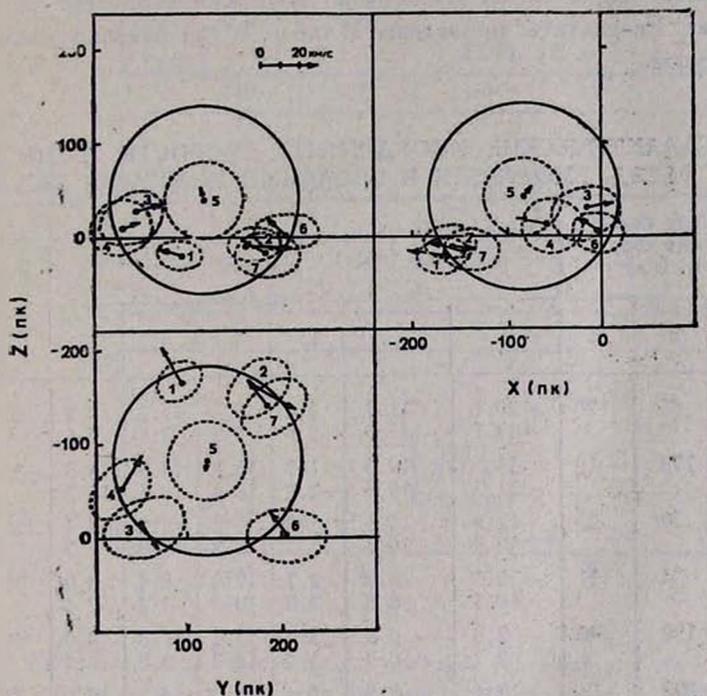


Рис. 1. Расположение и средние движения 7 групп звезд звездного комплекса Петли III в проекциях на плоскости Zx , Zy и $xу$. Пунктирными линиями отмечены границы групп, сплошной — малый круг Петли III.

Были рассчитаны составляющие пространственной скорости звезд выборки в галактической системе координат (u, v, w) с исключением составляющих основного движения Солнца и галактического вращения (с параметрами $A = 0.015$ км/с пк, $B = -0.01$ км/с пк), а также положение каждой звезды в пространстве в системе галактических координат x, y, z . Положения и пространственные скорости звезд выборки рассматривались в

проспекциях на плоскость Галактики и в двух перпендикулярных плоскостях, делались срезы на разных z и даже под некоторым углом к плоскости (x, y). С их помощью установлено, что большинство звезд выборки распадается на пространственно обособленные группы, каждая из которых имеет собственное, отличное от других движение. Все группы (рис. 1) вытянуты по лучу зрения, что, очевидно, связано с ошибками в расстояниях части звезд. Если ориентироваться по наиболее плотным частям, то группы локализованы в оболочке и одна группа — в ядре Петли III.

Для каждой группы были рассчитаны средние галактические скорости (u, v, w), которые отражают общее движение группы относительно локального центроида, а также вычислены дисперсии скоростей по каждой из координат. Результаты приведены в табл. 1, где указано число звезд в каждой группе.

Таблица 1
СРЕДНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ, СКОРОСТИ И ДИСПЕРСИИ
7 ГРУПП ЗВЕЗД, ВХОДЯЩИХ В ЗВЕЗДНЫЙ КОМПЛЕКС ПЕТЛИ III

Группа	Средние галактические координаты, (пк)			Средние галактические скорости (км/с)			Дисперсии скоростей (км/с)			Число звезд в группе	Диаметр группы (пк)
	x	y	z	u	v	w	σ_u	σ_v	σ_w		
1	-165	94	-20	-20.1 -19.7	-11.7 -11.5	2.8 3.6	8.8 7.8	11.1 7.6	9.7 7.6	60	40
2	-160	173	-10	11.5 11.7	19.5 19.4	-1.7 -2.1	15.8 10.4	14.8 10.5	14.8 10.2	45	50
3	-18	50	30	12.9 12.9	10.5 10.5	1.8 1.7	9.2 8.3	9.2 8.8	8.3 7.7	152	60
4	-55	34	11	-18.5 -18.5	8.8 8.8	2.7 2.8	12.0 10.9	8.4 7.4	8.0 7.4	72	65
5	-82	120	40	2.8 2.7	-0.9 -0.9	5.7 5.4	15.2 12.7	11.8 9.8	8.0 6.4	49	80
6	-2	200	0	-10.4 -10.1	-8.8 -8.9	7.4 7.7	8.8 6.5	4.7 2.9	10.0 9.5	34	70
7	-142	185	-17	-14.3 -14.0	-11.1 -10.6	5.6 5.8	11.4 7.0	12.8 8.2	11.2 7.7	33	50

Для каждой из рассматриваемых 7 групп были построены гистограммы распределения u, v, w -скоростей. Пример такого распределения для группы I приведен на рис. 2 (штриховой линией). Было проведено статистическое исправление всех полученных распределений за влияние случайных ошибок по методике, описанной у Локтина [13]. Пример исправленного распределения для группы I приведен на рис. 2 сплошной линией,

а исправленные значения скоростей (\bar{u} , \bar{v} , \bar{w}) и их дисперсий для всех рассматриваемых групп даны в табл. 1 во вторых строчках, откуда видно, что введение поправок за случайные ошибки существенно уменьшило величины дисперсии скоростей в группах на $2\div 4$ км/с при незначительном изменении величин средних скоростей \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} .

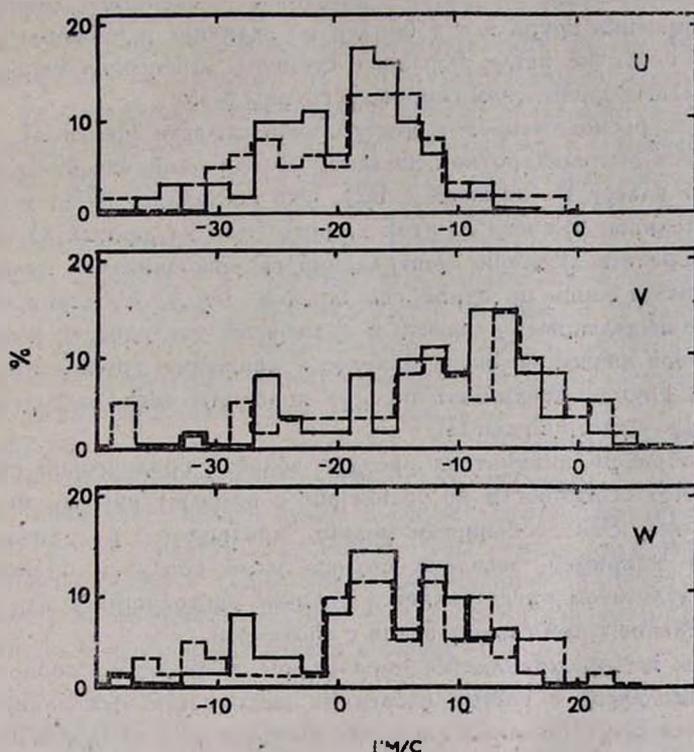


Рис. 2. Гистограммы распределения u , v , w -скоростей звезд для группы 1 (α Per). Штриховой линией показаны исходные распределения; сплошной — распределения, полученные после внесения поправок за случайные ошибки.

Группу I образуют звезды рассеянного звездного скопления α Per. Данные о кинематических характеристиках звезд этой группы, возможно, являются более точными, чем для других групп, поскольку это скопление специально изучалось многими авторами. Поэтому его можно рассматривать как некоторый эталон для остальных групп.

Сразу можно заметить соседнюю с группой α Per группу 2. Она так же, как и группа 1 находится близко от галактической плоскости, и ее вектор среднего собственного движения близок по величине и почти диаметрально противоположен вектору группы α Per. Однако разброс собствен-

ных движений в группе 2 несколько выше, чем в группе 1, и дисперсия соответственно в 1.5 раза больше по всем координатам. Возможно, это связано с несколько большими ошибками в данных по собственным движениям.

Еще одну пару составляют группы 3 и 4, расположенные в ближней к Солнцу части оболочки Петли III, почти вплотную друг к другу, и разделенные наклонной (к плоскости Галактики) плоскостью. Векторы собственного движения групп 3 и 4 близки по величине и направлены по касательной к оболочке петли в разные стороны. Дисперсии скоростей невелики и близки к дисперсиям скоростей группы α Рег.

Группа 5, расположенная в центральной области Петли III, по-видимому, является высокоширотной звездной ассоциацией. Из 49 ее звезд 18 принадлежат классу В (начиная с В2). Это составляет 37%, в то время как доля остальных В-звезд на этой широте (или на данных z) не превышает 17%. Среднее движение центральной группы близко к нулю, а дисперсия скоростей лишь по одной оси больше, чем у скопления α Рег.

Еще две выделенные группы, 6 и 7, меньшей численности имеют среднее собственное движение, очень близкое к движению группы α Рег. Описанные семь групп объединяют больше половины всех рассматриваемых В- и А-звезд в области Петли III.

Таким образом, кинематика звезд в области оболочечной структуры Петли III имеет особенности по сравнению с промежуточными между петлями областями. Эти особенности можно предвидеть из динамических соображений, например, звездные потоки вдоль оболочки. Наиболее интересным результатом представляется наличие расходящихся пар потоков, как бы разделенных при столкновении с оболочкой.

3. Каким же представляется образование и динамика оболочек и их звездных комплексов с учетом последних наблюдательных данных? Очевидно, что для существования звездных комплексов в оболочечных структурах должен выполняться ряд условий: звезды должны либо образовываться в оболочке, либо попадать в нее массовым порядком и впоследствии удерживаться некоторой центральной силой. Такую силу могут обеспечивать гигантские молекулярные облака (ГМО) с массами $10^5 \div 10^6 M_{\odot}$, недавно обнаруженные в ядрах оболочек, совместно с порожденными ими звездными ассоциациями. В Петле I это ассоциация Sco-Cep [7]; для Петли III ситуация более сложная: возможно, это ассоциация α Рег [14], расположенная на пересечении Петель II и III. В направлении центральной области Петли III известны два ГМО — S 174 ($l = 120^\circ$, $b = 19^\circ$ и диаметром $10'$) и S 178 ($l = 125^\circ$, $b = 25^\circ$ и диаметром $420'$) по каталогу [15]. И хотя нет пока достоверных данных о расстояниях до них, логично предположить, что какое-либо из них может являться центральным объектом Петли III.

Есть основания полагать, что ГМО не только удерживает материал оболочки, но и участвовало в ее образовании. Согласно современным представлениям [16, 17], оболочечные структуры этого типа образуются из газа, выброшенного из ГМО звездным ветром и взрывом SN в центральной ассоциации, а в процессе расширения пополняются газом, сгребенным на пути расширяющейся оболочкой. В дальнейшем в затормозившейся газовой оболочке возникает гравитационная неустойчивость, газ фрагментируется, и рождается поколение звезд в оболочке.

Кроме того, при рассмотрении распределения рассеянных звездных скоплений (РЗС) в окрестностях Солнца Шацовой и Анисимовой [18] замечено их фактическое отсутствие в объеме пространства, занятом петлями, и наличие значительного их числа на границах оболочек. Создается впечатление, что ГМО создает вокруг себя «охранную зону», не впуская в нее РЗС. Такая картина будет наблюдаться, если РЗС, приблизившиеся к ГМО на расстояния порядка приливного радиуса (~ 100 пк), будут разрушаться, превращаясь в движущиеся скопления, присоединившись к звездам оболочки. Этим можно объяснить наличие в звездных комплексах оболочечных структур звезд разного возраста. Особенности кинематики Петли III, а именно — наличие расходящихся пар потоков, также могут служить подтверждением этой гипотезы.

Таким образом, анализ кинематических характеристик В- и А-звезд Петли III в совокупности со статистическим анализом ее звездного населения [5] позволяет сделать вывод о существовании звездного комплекса этой оболочечной структуры, состоящего из звезд разного возраста и спектральных классов с повышенным содержанием А-звезд.

В работе использовались копии каталогов, сделанные в Центре астрономических данных Астрономического совета АН СССР.

Ростовский государственный
педагогический институт

KINEMATICAL CHARACTERISTICS LOOP'S III STELLAR COMPLEX

I. A. ZENINA

The kinematical characteristics of 840 B—and A—stars in the region of the Loop III has been investigated. The existence of Loop's III stellar component, discovered before owing to the higher star density and its spectral composition, is confirmed by the kinematical methods. Seven groups of stars belonging to the Loop's III stellar complex are picked out. The parameters of the star's velocities distribution for group₁ are calculated. Several pairs of the star's streams along the Loop's II covering are discovered.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. M. Berkhuijsen*, *Astron. and Astrophys.*, 14, 359, 1971.
2. *E. M. Berkhuijsen*, *Astron. and Astrophys.*, 24, 143, 1973.
3. *Y. Tanaka, J. A. M. Blecker*, *Space Sci. Rev.*, 20, 815, 1977.
4. *J. B. G. M. Bloemen*, „Kinematical Dynamics and Structure of the Milky Way“, ed. *W. L. H. Shuter*, 1983, p. 105.
5. *И. А. Зенина*, ВИНТИ № 952—84, Деп., 37, 1984.
6. *Г. Б. Анисимова*, ВИНТИ № 3059—83, Деп., 112 стр., 1983.
7. *Г. Б. Анисимова*, в сб. «Вопросы астрофизики», Саранск, 1984, стр. 25.
8. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова, И. А. Зенина*, *Астрофизика*, 30, 495, 1989.
9. *G. Vaucouleur*, *Vistas Astron.*, 2, 1584, 1956.
10. *М. В. Долидзе*, Письма в Астрон. ж., 6, 92, 1980.
11. *Smithsonian Astrophysical Observatory Catalogue of 258997 Stars with Astrophysical Data*, Washington, 1980.
12. *W. A. Deutschman, R. J. Davis, R. E. Schild*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 30, 97, 1976.
13. *А. В. Локтин*, в сб. «Звездные агрегаты», Свердловск, 1980, стр. 139.
14. *H. Weaver*, „The Large-scale Characteristics of the Galaxy“, ed. *W. B. Barto*, IAU, 295, 1977).
15. *L. Blitz, M. Fich, A. L. Stark*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 183, 1982.
16. *C. Helles*, *Astrophys. J.*, 229, 533, 1979.
17. *C. Helles*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 55, 585, 1984.
18. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова*, в сб. «Вопросы небесной механики и звездной динамики», Алма-Ата, 1990, стр. 160.

УДК: 521.96

КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД В ФИГУРАХ
КОВАЛЬСКОГО—КАПТЕЙНА. I

Р. Б. ШАЦОВА, Г. Б. АНИСИМОВА

Поступила 12 марта 1990

Принята к печати 10 августа 1990

Для малой площади неба полярная диаграмма позиционных углов собственных движений звезд (фигура Ковальского—Каптейна, ФК—К) аппроксимируется эллипсом вокруг центра масс фигуры. Это возможно не только при экспоненциальном эллипсоидальном распределении скоростей. По координатам центра масс определяются движение Солнца и вращение Галактики, принимаемые одинаковыми для всех звезд площадки. По элементам эллипса определяются долгота вертекса и отношения дисперсий вдоль главных осей эллипсоида скоростей звезд.

1. Введение. Полярные диаграммы распределений собственных движений звезд по направлению или фигуры Ковальского—Каптейна (ФК—К) содержат богатейшую статистику, связанную со всеми видами движений от отражающих движение Солнца до общих, локальных и peculiar движений звезд. При этом все кинематические параметры связываются здесь в единую естественную систему. Не менее важно выяснить, постоянны ли параметры для всего неба. Детальность метода ФК—К имеет в этом отношении преимущества перед рядом других сглаживающих методов, из которых получены средние или стандартные параметры.

ФК—К позволяют установить отклонения от схематичных распределений, например, эллиптического, если они имеются, и тем выделить локальные групповые движения.

Достоинством ФК—К считается и то, что они допускают совместное рассмотрение звезд некоторой площадки неба с разных расстояний (в разумных пределах), когда особенно ценны крупные собственные движения для близких звезд, как наиболее точные.

В первой трети нашего столетия, вслед за Каптейном, Эддингтоном и Шварцшильдом, ФК—К часто использовались. Однако в дальнейшем, когда предпочтение стали отдавать изучению однородных по спектру вы-

борок звезд, все реже прибегали к этому методу, т. к. трудно на одной площадке набрать много звезд одного класса. Не способствовали широкому применению метода его сложность по сравнению с другими кинематическими методами, а также его несовершенство—сочетание аналитических и графических приемов с методом многих проб.

По мере расширения звездных каталогов и для решения задач звездной динамики, где совместно изучаются все спектральные классы, возникает потребность возродить и модифицировать полузабытый метод построения и анализа ФК—К.

В статье предложена аппроксимация ФК—К при помощи эллипса. Описан метод определения его элементов. Дано сравнение с историческим методом Шварцшильда. Обсуждается характер связи полярной диаграммы с распределением скоростей. Основные кинематические параметры выражены через элементы аппроксимирующих эллипсов.

2. Построение и описание ФК—К. Рассмотрим площадку неба S с центром O , имеющим экваториальные координаты (α, δ) или галактические (l, b) . Размеры площадки $(\Delta l, \Delta b)$. Свяжем с центром две прямоугольные системы (x, y) и (ξ, η) с осями, касательными к кругам соответствующих сферических систем. Собственное движение некоторой звезды данной площадки будем описывать величиной μ и позиционным углом φ , отсчитываемым от положительного направления оси y к оси $x > 0$. Остановимся на распределении угла φ для совокупности звезд площадки S .

Совместим с центром O начала всех векторов μ и подсчитаем число звезд $n(\varphi_i)$ с φ в секторе $\varphi_i \pm 1/2\Delta\varphi$. Из полюса O проведем лучи длиной $n(\varphi_i)$ в направлении φ_i и соединим их концы ломаной линией. Полученный многоугольник—фигура Ковальского-Каптейна (ФК—К). Как правило, эти многоугольники не симметричны относительно полюса O ($x = 0, y = 0$).

Геометрический центр ФК—К, C , или (x, y) —проекцию центра звезда рассматриваемой группы звезд определим как центр масс:

$$x_c = \frac{\sum_1^N x_i S_i}{\sum_1^N S_i} \quad (1)$$

$$y_c = \frac{\sum_1^N y_i S_i}{\sum_1^N S_i}$$

или в полярной системе:

$$R_c^2 = x_c^2 + y_c^2 \quad (2)$$

$$\varphi_c = \arctg x_c/y_c$$

S_i в (1) — площадь треугольника со сторонами $n(\varphi_i)$ и $n(\varphi_{i+1})$ и углом $\Delta\varphi$, а (x_i, y_i) — центр масс i -го треугольника, находящийся на пересечении его медиан:

$$S_i = n(\varphi_i) n(\varphi_{i+1}) \sin \Delta\varphi, \quad (3)$$

$$x_i = \frac{1}{3} [n(\varphi_i) \sin \varphi_i + n(\varphi_{i+1}) \sin \varphi_{i+1}],$$

$$y_i = \frac{1}{3} [n(\varphi_i) \cos \varphi_i + n(\varphi_{i+1}) \cos \varphi_{i+1}].$$

В (x_c, y_c) входят систематические движения и эффекты, такие, как движение Солнца, вращение Галактики, прецессионные поправки и т. д. Будем приближенно считать, что для всех звезд площадки они одинаковы. Тогда радиусы-векторы ФК—К относительно центра С отражают распределение пекулярных движений, часть локальных движений, не вошедшую в (x_c, y_c) , и, естественно, ошибки измеренных собственных движений. В таком приближении элементы распределения пекулярных движений определяются отдельно от систематических движений, что сильно упрощает общую задачу.

В рамках эллипсоидального распределения пекулярных скоростей (v_R, v_θ, v_z)

$$f(v_R, v_\theta, v_z) = f\left(\frac{v_R^2}{\sigma_R^2} + \frac{v_\theta^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{v_z^2}{\sigma_z^2}\right), \quad (4)$$

независимо от вида функции f , ФК—К успешно описывается эллипсом.

В полярных координатах радиус-вектор текущей точки эллипса по отношению к полюсу С записывается

$$\delta = \frac{\delta_b}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta}}. \quad (5)$$

Здесь θ — угол между малой полуосью δ_b и δ , e — эксцентриситет:

$$e^2 = 1 - \delta_b^2 / \delta_a^2. \quad (6)$$

Кроме элементов δ_b и e , введем в рассмотрение третий элемент φ_a — позиционный угол большой оси δ_a . Тогда можно будет перейти от угла θ к углу ν между осью x и δ . Как видно из рис. 1,

$$\theta = \nu - \varphi_a + \pi. \quad (7)$$

Подставим (7) в (5):

$$\delta = \frac{\delta_b}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 (\nu - \varphi_a)}}. \quad (8)$$

Для определения элементов эллипса преобразуем (8) к удобному виду (возведем в квадрат и тригонометрическими преобразованиями):

$$\frac{2}{\delta^2} \left(\frac{\delta_b^2}{2-e^2} \right) - \cos 2\nu \left(\frac{e^2}{2-e^2} \cos 2\varphi_a \right) - \sin 2\nu \left(\frac{e^2}{2-e^2} \sin 2\varphi_a \right) = 1 \quad (9)$$

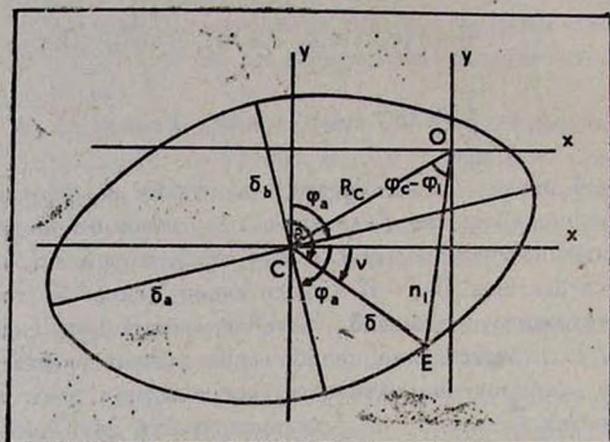


Рис. 1. Элементы эллипса, аппроксимирующего фигуру Ковальского—Каптейна.

или к линейному уравнению, отнесенному к i -ой точке, соответствующей φ_i ,

$$a_{1i} z_1 + a_{2i} z_2 + a_{3i} z_3 = 1. \quad (10)$$

В качестве неизвестных в (10) входят комбинации:

$$z_1 = \frac{\delta_b^2}{2-e^2}, \quad z_2 = \frac{e^2}{2-e^2} \cos 2\varphi_a, \quad z_3 = \frac{e^2}{2-e^2} \sin 2\varphi_a. \quad (11)$$

Коэффициенты при них:

$$a_{1i} = \frac{2}{\delta_i^3}, \quad a_{2i} = -\cos 2\nu_i, \quad a_{3i} = -\sin 2\nu_i \quad (12)$$

можно выразить через исходные n_i и φ_i и вычисленные по ним R_C и φ_C , по (1)–(3):

$$\begin{aligned} \delta_i^2 &= n_i^2 + R_C^2 - 2n_i R_C \cos(\varphi_C - \varphi_i); \quad n_i \equiv n(\varphi_i), \\ \delta_i \cos \nu_i &= n_i \sin \varphi_i - R_C \sin \varphi_C = n_i \sin \varphi_i - x_C, \\ \delta_i \sin \nu_i &= -n_i \cos \varphi_i + R_C \cos \varphi_C = -n_i \cos \varphi_i + y_C. \end{aligned} \quad (13)$$

Заметим, что принятие на рис. 1 стороны OE за n_i верно лишь с точностью до $n_{Ei} - n_i$, рассматриваемой в качестве невязки.

Систему (10), записанную для всех N -вершин ФК—К, решаем способом наименьших квадратов. Искомые элементы эллипса найдем из

$$\operatorname{tg} 2\varphi_a = \frac{z_2}{z_3}, \quad e^2 = 2[1 + (z_2^2 + z_3^2)^{-1/2}]^{-1}, \quad \delta_b^2 = (2 - e^2) z_1. \quad (14)$$

Первое из них дает два значения φ_a , различающиеся на $\pi/2$. Выбор между ними определяет наблюдаемая ФК—К. Для того, чтобы $e < 1$, необходимо выполнение условия

$$z_2^2 + z_3^2 < 1. \quad (15)$$

Отклонение от эллипса в i -м направлении получим из разности:

$$\begin{aligned} \Delta\delta_i = \delta(\varphi_i) - \delta_{Ei} = [\tau_i^2 + R_C^2 - 2\tau_i R_C \cos(\varphi_C - \varphi_i)]^{1/2} - \\ - \sqrt{2z_1[1 - a_{2i}z_2 - a_{3i}z_3]}^{-1/2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Разности могут быть как положительными, так и отрицательными, поскольку в них входят ошибки наблюдений, случайные флуктуации в распределении пекулярных скоростей и возможные локальные движения разных масштабов. В силу этого и площадь эллипса

$$S_E = \pi \delta_a \delta_b = \pi \delta_b^2 / \sqrt{1 - e^2} \quad (17)$$

может не точно совпадать с площадью ФК—К, $S = \sum_1^N S_i$.

Локальные движения видны в тех j -направлениях, где $\delta(\varphi_j)$ превышает δ_{Ej} и положительные флуктуации, т. е.,

$$\delta(\varphi_j) > \delta_{Ej} + \sqrt{\delta_{Fj}}. \quad (18)$$

Слабая сторона описанного метода состоит в том, что постоянным разностям $\Delta\varphi_i = \varphi_{i+1} - \varphi_i$ соответствуют переменные $\Delta v_i = v_{i+1} - v_i$. Из-за этого участок эллипса вблизи точки О представлен большим числом радиусов-векторов δ_i , чем противоположный, со всеми вытекающими из этого следствиями. В частности, это может быть еще одной причиной неточного равенства между (17) и S . Точное равенство при том же e ведет к альтернативному δ_b :

$$(\delta_b')^2 = \frac{S}{\pi} \sqrt{1 - e^2}. \quad (19)$$

3. Характер распределения пекулярных скоростей звезд. Чтобы выяснить, отражается ли введенное нами приближение (равенство систематических движений у всех звезд площадки) на качество аппроксимации

наблюдений, сопоставим нашу и Шварцшильда для одной площадки неба с координатами центра $\alpha_0 = 0^h 16^m$, $\delta_0 = 50^\circ$ для 545 звезд с измеренными в Кембридже собственными движениями. Вычисленная в работе [1] кривая Шварцшильда — деформированный эллипс — проведена тонкой линией. Эллипс по нашей методике ($x_c = 47.3$, $y_c = -28.1$, $b_b = 44.6$, $e = 0.840$, $\varphi_a = 93.0^\circ$) проведен на рис. 2 жирной линией. Наблюдаемая полярная диаграмма — пунктирная линия. Сопоставление показывает, что, во-первых, наше приближение описывает наблюдения не хуже, чем Шварцшильда, и, во-вторых, расхождения между ними или деформация эллипса невелика. Следовательно приближение практически не сказывается на результатах. С другой стороны, кривая Шварцшильда получена в предположении экспоненциальности функции от эллипсоидального аргумента. Мы же не делали никаких предположений о виде функции. Покажем, что для этого имеются основания.

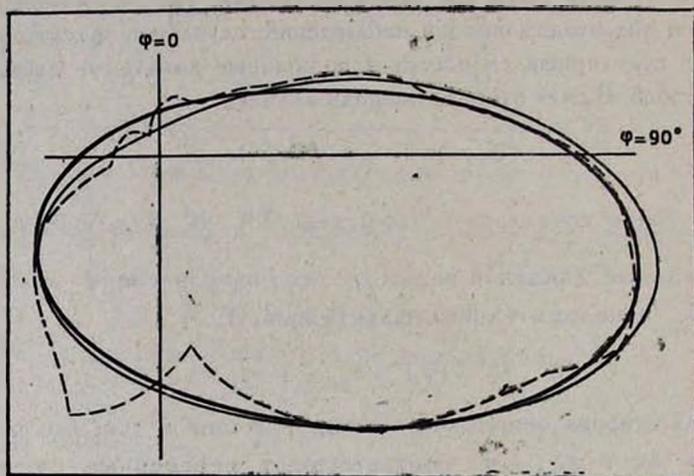


Рис. 2. Наблюдаемая фигура — пунктирная линия; аппроксимация Шварцшильда — тонкая линия, аппроксимация эллипсом — жирная линия.

Начнем с распределения тангенциальных скоростей v_t .

Очевидно, что направления v_t и μ имеют одно и то же распределение или диаграмму, поскольку они не зависят от величины $v_t = 4.74 \mu r$. Примем его в виде

$$\Psi(\theta) = \frac{\Psi(0)}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta}}, \quad (20)$$

где $\Psi(0) = b$ — малая полуось эллипса. С другой стороны, $\Psi(\theta) d\theta$ получаем как результат интегрирования по всем v_t функции распре-

деления $f(v, \theta)$ в направлениях сектора $\theta, \theta + d\theta$. В полярных координатах это

$$\Psi(\theta) d\theta = d\theta \int_0^{\bar{v}} f_i(v_i, \theta) v_i dv_i. \quad (21)$$

Положим, что аргумент подынтегральной функции можно представить в виде произведения

$$x = v_i \Phi(\theta). \quad (22)$$

Здесь $[\Phi(\theta)]^{-1}$ выступает как радиус-вектор плоской фигуры скоростей, $[\Phi(\theta)]^{-2}$ —дисперсия в направлении θ . Тогда

$$\Psi(\theta) d\theta = \frac{d\theta}{[\Phi(\theta)]^2} \int_0^{\bar{x}} f(x) x dx. \quad (23)$$

Если

$$\int_0^{\bar{x}} f(x) dx = 1, \quad (24)$$

то интеграл можно заменить средним значением x , которое с учетом (20) равно:

$$\bar{x} = \frac{[\Phi(\theta)]^2 b}{\sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta}}. \quad (25)$$

Соответственно, с учетом (22), находим уравнение кривой равных вероятностей:

$$\frac{\bar{v}_i(\theta) \sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta}}{\Phi(\theta)} = \text{const}. \quad (26)$$

Ее конкретная форма зависит от функции $\Phi(\theta)$. Представляет интерес

$$\Phi(\theta) = \sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta} / \sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta}, \quad (27)$$

когда при

$$\varepsilon^2 = 1 - b^2/a^2 \quad (28)$$

получаем уравнение эллипса с полуосями a и b :

$$\bar{v}_i^2 (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta) = b^2 \left(\frac{v_x^2}{a^2} + \frac{v_y^2}{b^2} \right) = \text{const}, \quad (29)$$

где

$$v_x = v, \sin\theta, \quad (30)$$

$$v_y = v, \cos\theta.$$

При

$$\Phi(\theta) = (1 - e^2 \sin^2\theta)^{-1/2} \quad (31)$$

получаем уравнение эллипса для $\sqrt{v_i}$:

$$\bar{v}_i (1 - e^2 \sin^2\theta) = \text{const} \quad (32)$$

и т. д.

Аналогично получим выражения для урвенной поверхности полных скоростей v . В сферической системе (v, θ, φ) , где θ отсчитывается от оси y , а φ — от оси z ,

$$\Psi(\theta) d\theta = 2 d\theta \int_0^{\pi/2} \sin\varphi d\varphi \int_0^{\infty} f(v, \theta, \varphi) v^2 dv. \quad (33)$$

Аргумент функции f представим произведением

$$w = v \Phi(\theta, \varphi), \quad (34)$$

как, например, в случае (4). Здесь $[\Phi(\theta, \varphi)]^{-1}$ — радиус-вектор тела скоростей.

Замена переменной во втором интеграле и представление через \bar{w}^2 при условии (24) приводит к

$$\Psi(\theta) = 2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin\varphi d\varphi}{[\Phi(\theta, \varphi)]^3} \int_0^{\bar{w}} f(w) w^2 dw = 2\bar{w}^2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin\varphi d\varphi}{[\Phi(\theta, \varphi)]^3}. \quad (35)$$

Подстановка $\Psi(\theta)$ из (20) дает

$$\bar{w}^2 = b \left\{ 2 \sqrt{1 - e^2 \sin^2\theta} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin\varphi d\varphi}{[\Phi(\theta, \varphi)]^3} \right\}^{-1}. \quad (36)$$

Соответственно уравнение равных вероятностей:

$$\bar{v}^2 (1 - e^2 \sin^2\theta)^{1/2} [\Phi(\theta, \varphi)]^3 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin\varphi d\varphi}{[\Phi(\theta, \varphi)]^3} = \text{const}. \quad (37)$$

Ее конкретная форма зависит от $\Phi(\theta, \varphi)$. Положим

$$\Phi(\theta, \varphi) = (1 - \varepsilon_1^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} (1 - e^2 \sin^2 \theta)^{1/2} (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta)^{-1/2}, \quad (38)$$

где

$$\varepsilon^2 = 1 - b^2/a^2, \quad (39)$$

$$\varepsilon_1^2 = 1 - \frac{c^2}{b^2} (1 - e^2 \sin^2 \theta),$$

тогда

$$\int_0^{\pi/2} \frac{\sin \varphi \, d\varphi}{[\Phi(\theta, \varphi)]^3} = \left| \frac{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta}{1 - e^2 \sin^2 \theta} \right|^{3/2} \times$$

$$\times \frac{1}{\varepsilon_1^3} \int_0^1 \frac{d \cos^2 \varphi}{(\varepsilon_1^{-2} - 1 + \cos^2 \varphi)^{3/2}} = \frac{b^2 (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{c^2 (1 - e^2 \sin^2 \theta)^{3/2}}. \quad (40)$$

Подставим (38) и (40) в (37), получим уравненную поверхность

$$\overline{v}^2 (1 - \varepsilon_1^2 \sin^2 \varphi) \frac{b}{c^2} = \left(\frac{v_x^2}{a^2} + \frac{v_y^2}{b^2} + \frac{v_z^2}{c^2} \right) b = \text{const}, \quad (41)$$

если

$$\begin{aligned} v_x &= v \sin \varphi \sin \theta, \\ v_y &= v \sin \varphi \cos \theta, \\ v_z &= v \cos \varphi, \end{aligned} \quad (42)$$

но возможны и другие представления. Таким образом, эллиптическая форма распределения направлений v_i или μ совместима с любой функцией $f(v)$, удовлетворяющей условию (24), и возможна при ряде выражений для аргумента. В том числе, она совместима с эллиптическим распределением тангенциальных скоростей и эллипсоидальным распределением полных пекулярных скоростей.

Обратим внимание на запись (23) в форме

$$\Psi(\theta) = \overline{x} \left| \frac{1}{\Phi(\theta)} \right|^2 \quad (43)$$

и запись (35) для заданных θ и φ :

$$\Psi(\theta, \varphi) = \sin \varphi \cdot \overline{w}^2 \left| \frac{1}{\Phi(\theta, \varphi)} \right|^3. \quad (44)$$

Поскольку $\frac{1}{\Phi}$ — радиус-вектор фигуры или тела скоростей, то выражения (43) и (44) фактически представляют собой две теоремы.

I. Число звезд, движущихся в данном направлении плоскости, $\Psi(\theta)$, пропорционально квадрату соответствующего радиуса-вектора фигуры скоростей, $[\Phi(\theta)]^{-2}$.

II. Число звезд, движущихся в данном направлении пространства, $\Psi(\theta, \varphi)$, пропорционально кубу соответствующего радиуса-вектора тела скоростей, $[\Phi(\theta, \varphi)]^{-3}$.

Эти теоремы не зависят от формы функции распределения скоростей, а от формы аргумента функции лишь в той мере, что должны соблюдаться условия (22) и (34), соответственно. В этом смысле мы получили обобщения известных теорем для экспоненциального эллипсоидального распределения [2].

Из (43) следует, в частности, что

$$\frac{\delta_b}{\delta_a} = \frac{b^2}{a^2} = \sqrt{1 - e^2}. \quad (45)$$

Последнее выражается через эксцентриситеты

$$\sqrt{1 - e^2} = 1 - e^2. \quad (46)$$

4. Система кинематических параметров. Еще Каптейн имел намерение использовать совокупность полярных диаграмм для нахождения апекса движения Солнца на пересечении осей симметрии диаграмм [1]. Однако их асимметрия во многих случаях помешала это осуществить. Тем не менее, в ФК—К заложена такая возможность. Покажем, что ее можно реализовать, правда, на иной, аналитической основе.

Направление центра масс ФК—К, φ_C , определяет направление среднего движения звезд площадки S с компонентами $\overline{\mu}_l \cos b$ и $\overline{\mu}_b$. Очевидно, что они пропорциональны ξ_C и η_C — проекциям R_C на оси ξ и η :

$$\xi_C = R_C \cos(\varphi_l - \varphi_C). \quad (47)$$

$$\eta_C = R_C \sin(\varphi_l - \varphi_C).$$

где φ_l — позиционный угол оси ξ . Введем обозначение γ :

$$\gamma = \frac{\overline{\mu}_b}{\overline{\mu}_l \cos b} = \frac{\eta_C}{\xi_C} = \operatorname{tg}(\varphi_l - \varphi_C). \quad (48)$$

Как уже отмечалось, положение центра масс содержит в себе отраженное движение Солнца $\overline{V}(X, Y, Z)$, дифференциальное вращение Галактики с параметрами A и ω , прецессионные и иные систематические поправки, локальные движения. Но ограничимся, как и в [3], первыми двумя:

$$\gamma = \frac{X \cos l \sin b + Y \sin l \sin b - Z \cos b - \frac{1}{2} Ar \sin 2l \sin 2b}{X \sin l - Y \cos l + Ar(1 + \cos 2l) \cos b - \omega r \cos b}, \quad (49)$$

где

$$\begin{aligned} X &= V \cos L \cos B, \\ Y &= V \sin L \cos B, \\ Z &= V \sin B, \end{aligned} \quad (50)$$

L и B — галактические координаты апекса, r — среднее расстояние звезд. Если рассматривается все небо, то можно допустить, что локальные движения в разных площадках имеют более или менее хаотичный характер, когда их можно отнести к невязкам уравнения (49). Чем меньшую часть неба рассматриваем, тем существеннее вклад региональных движений, тем сильнее отклонения от стандартных значений X_{\odot} , Y_{\odot} и Z_{\odot} , а также от постоянной Орта A и угловой скорости около Солнца — ω . По сути дела, невыделенные локальные движения и иные поправки входят во все члены (49), как поступательного движения, так и вращательного. (49) — система однородных линейных уравнений относительно X , Y , Z , A и ω . Поэтому все неизвестные выразим через одну из них, достаточно хорошо известную из многих прежних исследований, например, через Z — составляющую движения Солнца. Запишем (49) в виде

$$b_1 u_1 + b_2 u_2 + b_3 u_3 + b_4 u_4 = b_0, \quad (51)$$

где неизвестные

$$u_1 = \frac{X}{Z}, \quad u_2 = \frac{Y}{Z}, \quad u_3 = \frac{Ar}{Z}, \quad u_4 = \frac{\omega r}{Z} \quad (52)$$

и коэффициенты

$$\begin{aligned} b_1 &= \gamma \sin l - \cos l \sin b, & b_4 &= -\gamma \cos b, \\ b_2 &= -\gamma \cos l - \sin l \sin b, & b_0 &= -\cos b. \end{aligned} \quad (53)$$

$$b_3 = \gamma(1 + \cos 2l) \cos b + \frac{1}{2} \sin 2l \sin 2b,$$

Система (51) решается методом наименьших квадратов относительно четырех неизвестных u_1 , u_2 , u_3 и u_4 . По ним находим

$$\operatorname{tg} L = \frac{u_2}{u_1}, \quad V = Z(u_1^2 + u_2^2 + 1)^{1/2}, \quad (54)$$

$$\operatorname{tg} B = [u_1^2 + u_2^2]^{-1/2}, \quad A = u_3 \frac{Z}{r}, \quad \omega = u_4 \frac{Z}{r}.$$

Неточность r отражается только на A и ω .

Элементы эллипса, аппроксимирующего ФК—К, можно использовать и для определения характеристик фигуры пространственных скоростей, в частности, долготы большой оси—вертекса, l_v , и отношения дисперсий по главным осям σ_1^2/σ_R^2 и σ_2^2/σ_K^2 .

В основе определения долготы вертекса l_v лежит то обстоятельство, что большие оси эллипсов ФК—К должны находиться на больших кругах, пересекающихся в вертексах вытянутой фигуры скоростей. Во многих работах широта вертекса получается стабильно близкой к нулю. Это служит основанием для принятия $b_v=0$.

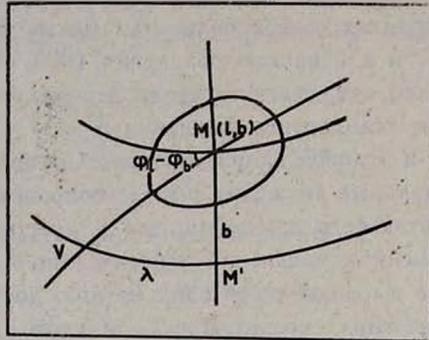


Рис. 3. Сферический треугольник VMM' . V —вертекс, M —центр площадки, MM' —дуг широт.

l_v получаем из прямоугольного сферического треугольника VMM' (рис. 3) с углом $\angle M = \frac{\pi}{2} - \varphi_1 + \varphi_2$ и сторонами b и $\lambda = l - l_v$:

$$\operatorname{tg} \lambda = \operatorname{tg} (l - l_v) = \sin b \operatorname{ctg} (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (55)$$

Правая часть равенства известна для каждой ФК—К, приравняв ее $\operatorname{tg} G$ или

$$G = \operatorname{arc} \operatorname{tg} [\sin b \operatorname{ctg} (\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (56)$$

Отсюда

$$\lambda = l - l_v = G + k\pi, \quad (k = 0, 1, 2), \quad (57)$$

то есть l_v можно найти из единственной площадки. Однако возможные локальные движения отклоняют φ_2 от большого круга, проходящего через вертексы. Поэтому достоверность l_v увеличится при рассмотрении совокупности n площадок:

$$l_v = \frac{1}{n} \sum_1^n (l_i - G_i) + k\pi. \quad (58)$$

Для нахождения отношения дисперсий вдоль главных осей эллипсоида скоростей используем условия его проектирования на площадку $S(l, b)$:

$$\begin{aligned} u_{\eta}^2 &= \sigma_R^2 \cos^2 \lambda \sin^2 b + \sigma_{\theta}^2 \sin^2 \lambda \sin^2 b + \sigma_z^2 \cos^2 b, \\ u_{\xi}^2 &= \sigma_R^2 \sin^2 \lambda + \sigma_{\theta}^2 \cos^2 \lambda, \end{aligned} \quad (59)$$

где u_{ξ} и u_{η} — радиусы-векторы вдоль осей ξ и η в фигуре тангенциальных скоростей. Аналогично (45) их отношение можно представить как

$$\frac{u_{\eta}^2}{u_{\xi}^2} = \frac{\delta_{\eta}}{\delta_{\xi}}, \quad (60)$$

а с учетом (5) в виде

$$u_{\eta}^2/u_{\xi}^2 = [1 - e^2 \cos^2 \theta_1]^{1/2} [1 - e^2 \sin^2 \theta_1]^{-1/2}, \quad (61)$$

где $\theta_1 = \varphi_l - \varphi_a$. Из соотношений (59), (60) и (61) получаем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\theta}^2}{\sigma_R^2} \left(\sin^2 \lambda \sin^2 b - \frac{u_{\eta}^2}{u_{\xi}^2} \cos^2 \lambda \right) + \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2} \cos^2 b = \\ = \frac{u_{\eta}^2}{u_{\xi}^2} \sin^2 \lambda - \cos^2 \lambda \sin^2 b, \end{aligned} \quad (62)$$

которое можно рассматривать как условное уравнение от i -ой площадки для определения неизвестных $\sigma_{\theta}^2/\sigma_R^2$ и σ_z^2/σ_R^2 .

Проверка возможностей предложенного метода дается во второй части работы.

Ростовский государственный
педагогический институт
ВНИИ «Градиент»

THE STELLAR KINEMATICS IN KOVALSKY—KAPTYN FIGURES. I

R. B. SHATSOVA, G. B. ANISIMOVA

The polar diagram of stellar proper motions positional angles (the Kovalsky—Kaptyn figure) is approximated by ellipses around the mass centre of the figure for the small sky area. It is possible not only with the exponential ellipsoidal velocity distribution. The Solar motion and the Galaxy rotation, taken the same for all stars in the area, are determined by the mass centre coordinates. The vertex longitude

and dispersion ratio along main axes of stellar velocity ellipsoid are determined by elements of the ellipse.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. M. Smart, Stellar Dynamics, Cambridge Univ. Press, 1938.*
2. *И. Ф. Полак, Введение в звездную астрономию, ОНТИ, М. Л., 1935.*
3. *П. П. Паренато, Курс звездной астрономия, 3-е изд., Гостехиздат, М., 1954.*

УДК: 52:53:51

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. III. АЛГОРИТМ. ОДНОМЕРНЫЕ ТЕСТОВЫЕ ЗАДАЧИ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ, В. В. БИРЮКОВ

Поступила 9 июля 1990

Предложен метод численного решения задачи максимизации функционала при вероятностных ограничениях, возникающей в методе максимально правдоподобного (ММП) восстановления изображений. Анализ тестов показал эффективность и устойчивость восстановления при помощи ММП. Дано предварительное сопоставление эффективности ММП и других методов восстановления изображений.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением статей [1, 2], формулы, таблицы и рисунки которых цитируются ниже с добавлением соответствующего номера статьи I и II.

В I задаче нахождения наиболее правдоподобной оценки относительного распределения яркости (s_1, \dots, s_n) в исходной «картине (оригинале)» была приведена к максимизации функционала

$$\Phi(s_1, \dots, s_n) = \sum_{j=1}^m [f_j \cdot \ln(1 - \mu) \cdot \Lambda \cdot p_j + \mu \cdot \beta_j] - (1 - \mu) \cdot \ln \Lambda \quad (1)$$

при естественных для всякой плотности распределения $\{s_k\}$ «вероятностных» условиях

$$0 \leq s_k \leq 1, \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (2)$$

$$\sum_{k=1}^n s_k = 1. \quad (3)$$

Здесь $m \geq n$ — количество пикселей в размытом и зашумленном изображении $\{N_j\}$, полная яркость которого $N = \sum_1^m N_j$, а относительное распределение яркости описывается совокупностью $\{f_j = N_j/N\}$. Заданными считаются параметры $\beta_j = b_j/B$, $B = \sum_1^m b_j$, где b_j — средняя яр-

кость шума в заданном пикселе, и $\mu = B/N$ — относительная яркость аддитивного шума. Распределение

$$p_j = \sum_{k=1}^n h_{jk} \cdot s_k, \quad \sum_{j=1}^m h_{jk} = 1, \quad (4)$$

где (h_{jk}) — функция рассеяния точки (ФРГ, см. II). Наконец $\Lambda(s_1, \dots, s_n)$ — корень уравнения

$$\sum_{j=1}^m \frac{f_j \cdot \beta_j}{(1 - \mu) \cdot \Lambda \cdot p_j + \mu \cdot \beta_j} = 1, \quad \mu \neq 0. \quad (5)$$

При $\mu = 0$ следует принять $\Lambda = 1$.

Оценка полной яркости оригинала дается соотношением

$$\hat{N}_* = (1 - \mu) \cdot N. \quad (6)$$

Мы предполагаем, что шум не проходит через систему формирования, т. е. рассматривается основная задача, обозначенная в I как SHNR. Более простая задача SNHR (см. раздел 6 статьи I) будет рассмотрена в дальнейшем.

В настоящей статье предлагается метод численного решения описанной задачи максимизации, путем решения модельных задач выясняется эффективность подхода, основанного на методе максимума правдоподобия (ММП), и дается предварительное сопоставление ММП с другими методами, часто применяемыми на практике. Рассматривается также пример анализа данных наблюдений.

Мы ограничиваемся здесь рассмотрением одномерной задачи восстановления изображения. С принципиальной точки зрения нет разницы между одномерными и двумерными задачами, и соотношения (1)—(6) справедливы в обоих случаях, однако восстановление двумерных изображений требует разработки некоторых специальных способов ускорения расчетов. Эти вопросы будут обсуждаться в последующей нашей работе.

2. Алгоритм. Известно, что основная трудность при решении экстремальных задач связана с необходимостью соблюдать заданные ограничения, т. е. тем обстоятельством, что разыскивается условный экстремум функционала. В данном случае условия (2) и (3) означают, что некоторое решение $(\hat{s}_1, \dots, \hat{s}_n) \equiv \{\hat{s}_k\}$, представляющее собой точку n -мерного пространства $\{s_k\}$, лежит на той части гиперплоскости (3), которая находится в первом (положительном) гиперквадранте. Возможен формальный учет ограничений путем введения в (1) множителей Лагранжа и выбранных подходящим образом «штрафных» функций (см., например, [3, 4]), однако более продуктивным оказывается предлагаемый ниже метод, осно-

цесса может служить статистическая неразличимость нескольких последовательных итераций по многомерному критерию χ^2 [6]. Достаточно глубокое восстановление обычно требует порядка 100—300 итераций.

Проблема единственности решения, связанная с возможным существованием локальных максимумов функционала (1) требует специального изучения. В практической работе нам пока не приходилось подозревать наличие нескольких решений. Такая ситуация представляется нереальной и на основании общих соображений о характере вероятностного распределения, ведущего к (1). Однако этот вопрос нуждается в строгом исследовании.

3. *Модельные задачи.* Для предварительной оценки степени неопределенности проблемы восстановления целесообразно ввести характеристику типа отношения сигнала к шуму. Следует, однако, иметь в виду, что в нелинейных задачах корректное определение указанного отношения далеко не очевидно [7]. Поэтому здесь для простоты мы ограничились одной из линейных оценок, получаемой на основании следующих соображений. Среднее значение сигнала для одного пиксела примерно равно N_* / m , а стандартного отклонения интенсивности $-\sqrt{N_* / m + \langle b \rangle} \approx \sqrt{(N_* + B) / m}$. Таким образом, при стохастическом механизме размывания изображения отношение S/N в одном пикселе приблизительно равно

$$\Psi_{st} = \frac{N_*}{\sqrt{m \cdot (N_* + B)}} \approx \frac{\hat{N}_*}{\sqrt{m \cdot N}} \approx (1 - \mu) \cdot \sqrt{N/m}, \quad (11)$$

где N —полная яркость изображения и $\mu = B/N$ —относительная яркость шума. При сравнении нашего подхода с другими методами мы будем иногда применять детерминированное сглаживание интегральным оператором вида (I. 1). Тогда вместо (11) следует принять

$$\Psi_{det} = \frac{N_*}{\sqrt{m \cdot B}} \approx \frac{\hat{N}_*}{\sqrt{m \cdot B}} \approx (1 - \mu) \cdot \sqrt{N/(m \cdot \mu)}. \quad (12)$$

Ввиду сказанного выше эти оценки полезны лишь на качественном уровне обсуждения.

Наиболее строгой проверкой эффективности всякого метода служат модельные задачи, когда исходная картина известна заранее. Применение ММП к некоторым из таких задач иллюстрируется рис. 1—4, а также рис. (I, 1), где приведен пример No.9. Значения соответствующих численных параметров даны в табл. 1, которая последовательно содержит: 1) рабочий номер примера, 2) количество пикселей в исходном (n) и наблюдаемом (m) изображениях, 3) полное количество событий в реализации

оригинала N_* , 4) указание на характер сглаживания, 5) эквивалентную ширину ФРТ в пикс. (см. [II]), соответствующую рэлеевскому пределу

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕСТИРУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

№	n/m	N_*	Сглажи- вание	Ψ_1 пикс	B	μ	Ψ	\hat{N}_*	Рис.
8	100/100	5000	st	25.1	1000	0.17	6.4	5024	1
9	100/100	5000	st	25.1	4000	0.44	5.2	5130	1.1
7	100/100	5046	det	25.0	4000	0.44	8.0	5158	2
12	218/218	180510	det	12.5	109000	0.38	37.0	180291	3
10	161/161	16100	det	50.1	8050	0.33	14.1	16129	4

разрешения, 6) количество событий B пуассоновского шума в изображении, 7) относительную яркость шума $\mu = B/N$, 8) отношение S/N согласно (11) или (12), 9) оценку полной яркости оригинала \hat{N}_* , 10) номер соответствующего рисунка.

Напомним, что предложенный в I подход учитывает внутренние флуктуации сигнала (радиационный шум) при сглаживании, так что последнее, как и в действительности, имеет стохастический характер. Лишь в случае очень ярких изображений можно пренебречь радиационным шумом и проводить сглаживание вида (I, 1), т. е. использовать закон больших чисел.

Во всех рассматриваемых ниже примерах априорная информация предполагает лишь неотрицательность оригинала.

В первых двух однотипных примерах No.8, 9 оригинал представляет собой суперпозицию двух гауссовских функций со стандартным отклонением $\sigma = 2$ пикс., расположенных на расстоянии $a = 15$ пикс. друг от друга. ФРТ для этих примеров также имеет вид гауссовского распределения (II, 61, 62) со стандартом $\sigma = 10$ пикс.

В частотной области указанному виду ФРТ отвечает передаточная функция гауссовского же вида (II, 62), стремящаяся к нулю лишь при бесконечно больших частотах. Это означает, что модельная система формирования изображения в примерах No. 8, 9 сохраняет информацию о весьма мелких деталях оригинала (впрочем, функция Гаусса убывает быстро, так что эффективный частотный диапазон в присутствии шума сравнительно невелик). Если конкретизировать общую постановку обратной задачи и рассматривать восстановление оптических изображений, то, как известно [11], следует принять во внимание полную непрозрачность оптиче-

ских систем для пространственных частот выше некоторого предельного значения $\sim D/\lambda$ (см. часть II настоящей работы). Таким образом, в оптических изображениях информация о мелких деталях, казалось бы, безвозвратно теряется. В качестве соответствующего примера мы выбрали

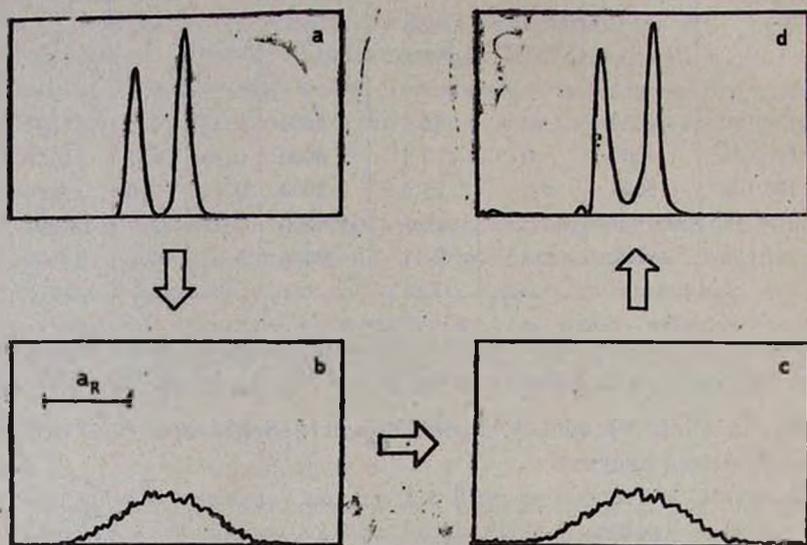


Рис. 1. Оригинальное изображение (а) в примере № 8 реализовано (b) в виде конечного числа событий и одновременно размыто ФРТ с рэлеевской шириной α_R . После внесения аддитивного шума (с) с помощью ММП получена оценка оригинала (d). Информация об оригинале предполагала лишь его неотрицательность.

случай дифракции на щели (II. 56, 57) с характерной шириной функции рассеяния линии $\alpha_* = 25$ пикс. Этому значению отвечает полная ширина на уровне первого нулевого значения $2 \cdot \alpha_* = 50$ пикс. Табл. II. 1 дает также эквивалентную ширину $W_1 = 25$ пикс. и квадратичную ширину $\Delta_1 = 17$ пикс. Пример No. 7 иллюстрируется рис. 2. Заметим, что к этому примеру очень близок важный для астрономических наблюдений случай дифракции на круге, где изображение точечных источников дается функцией Эйри (II. 44).

Принимая во внимание скудость априорной информации об оригинале (предполагалась лишь его неотрицательность) и значительную относительную ширину ФРТ, результаты восстановления на рис. 1, 2 и I. 1 следует признать вполне удовлетворительными. Здесь в полной мере проявляется эффект сверхразрешения, когда удается восстановить детали оригинала, характерный размер которых существенно меньше ширины ФРТ, т. е. рэлеевского (дифракционного) предела. В частотном диапазоне эта

ситуация эквивалентна восстановлению информации в области пространственных частот, лежащей выше частоты среза передаточной функции.

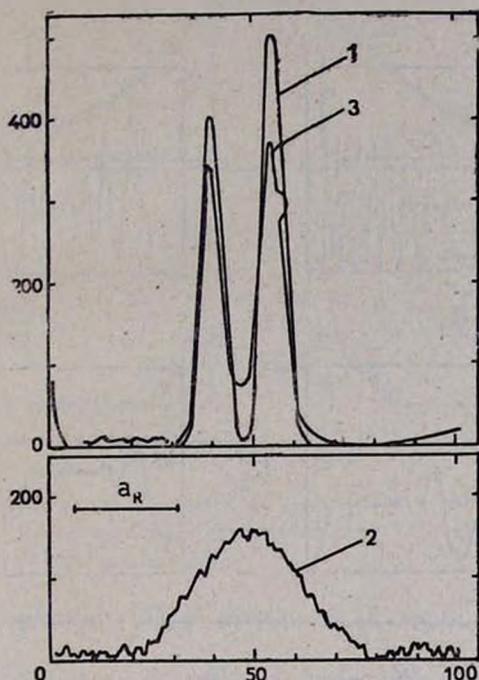


Рис. 2. Пример № 7. Оригинал (1) размыт дифракцией с рэлеевской шириной a_k и зашумлен (2). При помощи ММП получена оценка (3).

Природа эффекта сверхразрешения кратко обсуждалась в I и более подробно в [8, 9]. Мы покажем в дальнейшем, что обеспечиваемое ММП разрешение достигает теоретического предела, обусловленного заданными априорной информацией и отношением сигнала к шуму.

Пример No. 12 (рис. 3) включает в качестве оригинала повторяющуюся синусоиду возрастающей частоты:

$$s(k) = \begin{cases} 0, & \text{при } k = 1, \dots, 10; 209, \dots, 218; \\ \frac{1000}{N_s} \cdot \left\{ 1 - \cos \left| 2\pi \left(\frac{k - a_k}{35} \right)^2 \right| \right\}, & k = 11, \dots, 208, \\ a_k = 10, k = 11, \dots, 109; a_k = 109, k = 110, \dots, 208. \end{cases} \quad (13)$$

Систематическое уменьшение периода позволяет оценить предельное разрешение при восстановлении, а дублирование оригинала — отделить случайные эффекты. Сглаживание здесь проводилось с помощью гауссовской

ФРТ (II. 61, 62) со стандартом $\sigma = 5$ пикс. После сглаживания на рис. 3b удастся заметить не более четырех максимумов исходной картины, из которых два наиболее широких сохраняются и после внесения аддитивного пуассоновского шума.

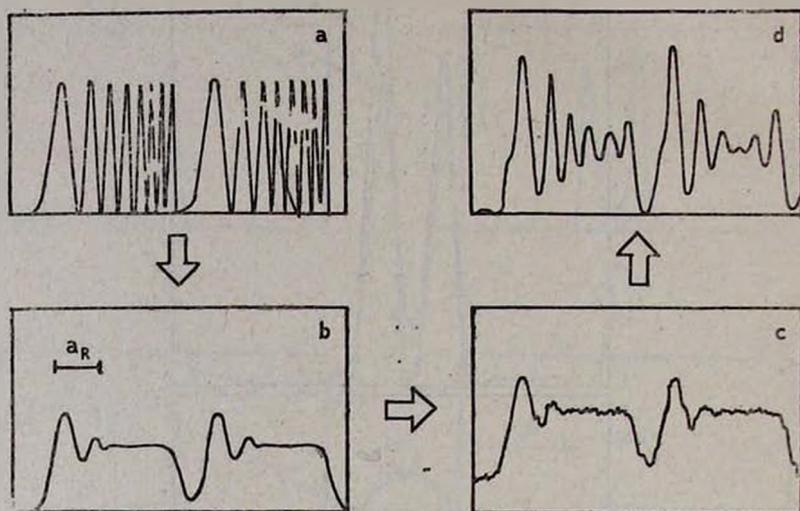


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для примера № 12; сглаживание детерминированное.

Восстановленное изображение содержит 6 из 8 исходных максимумов. Вместе с тем ширина высокочастотных деталей уже не изменяется и составляет величину порядка $1/4$ дифракционного предела.

Пример № 10 (рис. 4) рассматривался в работе Демченко и Курчкова [10] с целью выяснить эффективность различных методов восстановления изображения. Оригинал в этом примере представляет собой два точечных источника:

$$s(k) = \frac{1}{2} \cdot [\delta_{k, 65} + \delta_{k, 97}], \quad (14)$$

где $\delta_{k,j}$ — символ Кронекера. Стандартное отклонение гауссовской ФРТ равно 20 пикс. Рис. 4 показывает, что эффективность нескольких популярных методов восстановления приблизительно одинакова и значительно уступает эффективности ММП. В дальнейшем мы предполагаем детально сравнить эти данные и с результатами восстановления при помощи метода максимума энтропии, получившего наибольшее распространение в мировой практике.

Последний пример (рис. 5) показывает применение ММП к анализу реальных данных наблюдений. Двойная звезда π Воо с разделением ком-

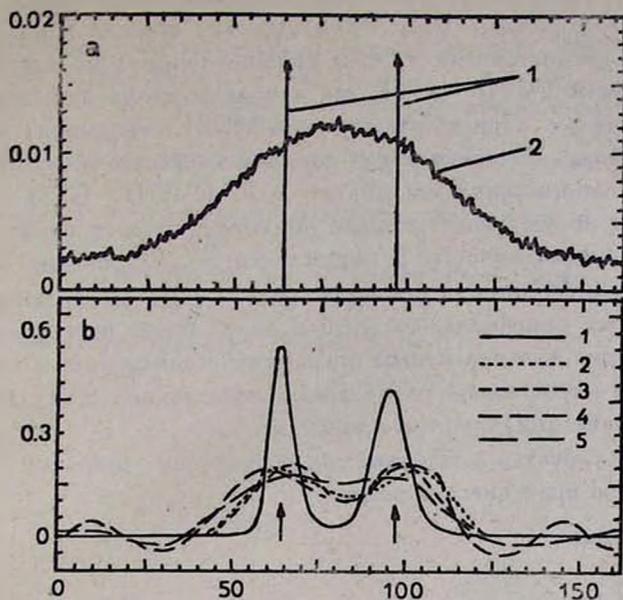


Рис. 4. Пример № 10. а) Оригинал (1), размытое и зашумленное изображение (2); б) результаты восстановления методами ММП (1), логарифмическим (2), Монте-Карло (3), Винера (4) и Тихонова (5).

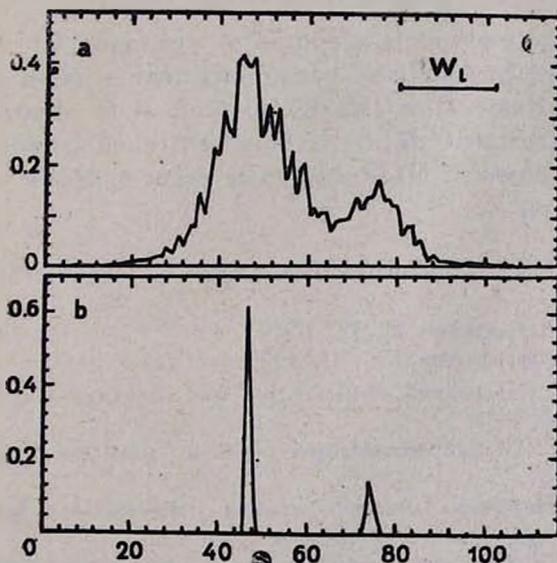


Рис. 5. Фотоэлектрический скан двойной звезды μ Воо с разделением компонентов $5.''6$ при плохих изображениях (а) и результат восстановления при помощи ММП (б).

понентов $5.''6$ сканировалась узкой щелью при помощи сканирующего фотометра со счетом фотонов [12]. Эквивалентная ширина одиночных звездных изображений составляла $\sim 4.''5$ (полная ширина на уровне половинной интенсивности $\text{FWHM} \sim 4.''6$), так что даже столь широкая пара частично перекрывалась. При восстановлении ММП информация о двойственности не вводилась. Эквивалентная ширина звездных профилей для восстановленного изображения составляет $\sim 0.''$ ($\text{FWHM} \sim 0.''3$).

Резюмируя обсуждение тестовых примеров, следует отметить, что помимо высокой эффективности и надежности восстановление ММП обладает свойством устойчивости: применение этого метода к восстановлению одного и того же оригинала, который в дальнейшем подвергался различным статистически эквивалентным операциям сглаживания и внесения шума, приводит к идентичным (в пределах естественных для данного отношения S/N флуктуаций) оценкам оригинала.

Указанные свойства позволяют надеяться на широкое применение ММП к решению практических задач.

Крымская лаборатория
ГАИШ

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION. III. ALGORITHM. ONE-DIMENSIONAL TEST CASES

V. Yu. TEREBIZH, V. V. BIRYUKOV

The numerical method is proposed of searching for the maximum of functional under probabilistic constraints that arise in the Maximum Likelihood Image Restoration (MLIR) method. It is shown by analysis of the test examples that MLIR is an efficient and stable method. The preliminary comparison of MLIR and some other methods of the image restoration is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 32, 327, 1990.
2. В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 33, 113, 1990.
3. D. P. Bertsekas, *Constrained Optimization and Lagrange Multiplier Methods*. Academic Press, 1982;
Д. Бертсекас. Условная оптимизация и методы множителей Лагранжа, Радио и связь, М., 1987.
4. Ф. П. Васильев, *Численные методы решения экстремальных задач*, Наука, М., 1988.
5. Г. М. Фихтенгольц, *Курс дифференциального и интегрального исчисления*, т. III. Физматгиз, М.—Л., 1960, стр. 401.

6. *H. Cramer, Mathematical Methods of Statistics, Princeton Univ. Pr., Princeton, New Jersey, 1954;*
Г. Крамер, Математические методы статистики, Мир, М., 1975.
7. *В. Ю.Теребиж, Астрон. ж., 58, 221, 1981.*
8. *Г. И. Василенко, А. М. Тараторин, Восстановление изображений, Радио ч связь, М., 1986.*
9. *В. Ю. Теребиж, Анализ временных рядов в астрофизике, Наука, М., 1991 (в печати).*
10. *Б. И. Демченко, А. В. Курчаков, О реставрации изображений в астрономии, Астрофиз. ин-т., Алма-Ата, 1983.*
11. *M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, London, 1984; М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, Наука, М., 1973.*
12. *В. Ю. Теребиж, Астрон. циркуляр, № 1188, 3, 1981.*

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.316

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. III. ПОЛОСА $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$

С 1987 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армении начат просмотр пластинок спектрального обзора Маркаряна с целью выявления звездных объектов с сильным УФ-континуумом. Отбор, спектральное исследование и классификация этих объектов составляют вторую часть Первого Бюраканского спектрального обзора неба — FBS [1]. Наблюдательный материал FBS-обзора позволяет выполнить также и отбор новых (в основном слабых) углеродных звезд и звезд поздних подтипов спектрального класса М. Известно, что подробные обзоры указанных типов звезд на высоких галактических широтах не проводились. Некоторые данные о FBS-обзоре и о критериях выделения М и С звезд на пластинках FBS-обзора изложены в первых двух работах данной серии [2, 3].

Недавно в работе [19] был опубликован каталог слабых М и С звезд в высоких галактических широтах (Case-обзор) в области $8^h 15^m < \alpha < 17^h 30^m$ и $+29^\circ < \delta < +38^\circ$. Список слабых М-звезд опубликован только Стивенсеном в работе [12]. Однако эти обзоры [12, 19] уступают FBS-обзору по размеру изученной площади.

В настоящей работе приводится третий список М и С звезд в полосе $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$, $0^h \leq \alpha \leq 3^h 40^m$, $6^h 35^m \leq \alpha \leq 18^h 35^m$ и $22^h \leq z \leq 24^h$. В результате просмотра фотонегативов указанной полосы, охватывающей область 896 кв. градусов, выявлены 60 красных звезд (10 углеродных и 50 М-звезд), из которых с известными объектами [4—19] отождествлены 30 объектов (24 М-звезд и 6 С-звезд). 12 звезд (11 М и 1 С) из 60 выявленных объектов содержится в каталоге инфракрасных обзоров IRAS—а [17], где для этих объектов приводятся координаты на эпоху 1950.0г. и инфракрасные потоки на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм. Эти объекты известны как точечные источники инфра-

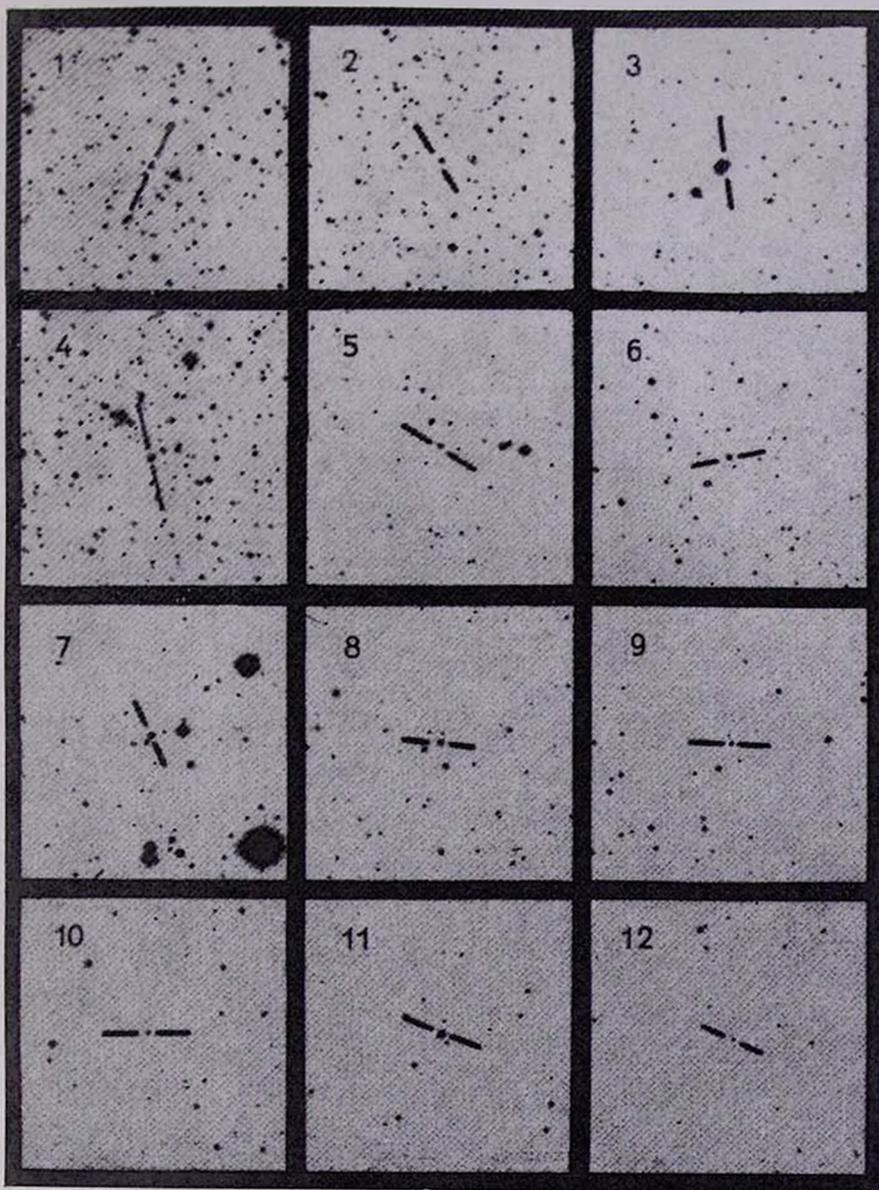
красного излучения. Вместе со списком 30 новых объектов в табл. 1 приведены также и их предварительные спектральные классы.

Таблица 1

№	Название FBS	Координаты		Спек- тр. тип	R-волн- чина	Номер по [17] (IRAS)
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	0223+366	02 ^h 23 ^m 07. ^s 2	+36°38'00"	M	12 ^m .2	02231+3638
2	0336+361	03 36 27.6	36 06 23	M	12.4	03364+3606
3	0336+333	03 36 39.2	33 18 47	M	13.0	
4	0656+351	06 56 42.5	35 09 58	C	12.0	
5	0721+359	07 21 15.3	35 55 38	M	13.5	
6	0800+368	08 00 35.8	36 53 10	C	12.2	
7	0816+354	08 16 59.0	35 25 43	M	12.8	08169+3525
8	0852+371	08 52 24.0	37 10 32	M	12.2	08524+3710
9	0936+344	09 36 25.0	34 28 31	M	14.0	09364+3428
10	1009+350	10 09 44.7	35 03 48	M	14.2	
11	1108+350	11 07 14.0	35 01 54	M	13.5	
12	1446+373	14 46 46.2	37 19 46	M	13.5	
13	1502+359	15 02 57.1	35 59 36	C	16.0	
14	1633+358	16 33 27.6	35 53 30	M	12.8	
15	1750+341	17 50 36.1	34 11 45	M	15.9	17506+3411
16	1808+363	18 08 40.5	36 18 29	M	13.2	
17	1811+353	18 11 31.8	35 22 23	M	12.3	18115+3522
18	1818+378	18 18 47.3	37 51 56	M	13.5	
19	1823+371	18 23 35.7	37 10 05	M	12.2	
20	1826+361	18 29 14.0	36 06 50	M	13.2	
21	2211+353	22 11 01.7	35 18 21	M	12.5	22110+3518
22	2215+367	22 15 20.5	36 44 51	M	12.3	22153+3644
23	2219+335	22 19 11.7	33 35 33	M	12.9	22191+3335
24	2219+333	22 19 21.8	33 20 35	C	13.2	22193+3320
25	2228+354	22 28 41.7	35 27 42	M	12.2	22286+3527
26	2231+333	22 31 59.5	33 18 51	M	13.5	
27	2245+339	22 45 27.0	33 57 52	M	13.8	
28	2248+348	22 48 04.4	34 48 21	M	13.3	
29	2256+344	22 56 33.4	34 26 39	M	13.9	
30	2304+367	23 04 33.4	36 46 10	M	13.9	

В табл. 1 последовательно даны: 1 — порядковый номер; 2 — обозначение FBS; 3 и 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0 г. (ошибки определения координат составляют $\pm 1^{\circ}$ по α и $\pm 15''$ по δ , а координаты для 12 инфракрасных источников заимствованы из каталога

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ (в цвете R)
Восток слева, север сверху. Размеры 11'×11'



13



14



15



16



17



18



19



20



21



22

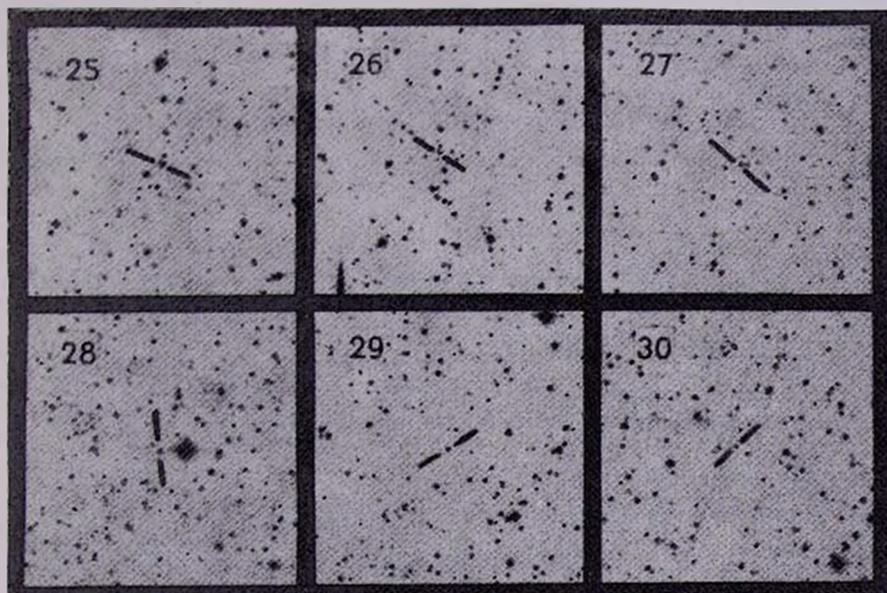


23



24





К статъе Г. В. Абрамяна, К. С. Гигояна.

[17] IRAS-a); 5 — спектральный тип (M или C); 6 — звездные величины в красном цвете, основанные на измерениях диаметров изображений звезд на Паломарских E-картах и определенные согласно работе Кинга и Раффа [20]; 7 — номер вышеуказанных 12 объектов согласно каталогу [17]. В конце работы приведены карты отождествления всех 30 красных звезд, отпечатанные с E-карт Паломарского обзора неба.

20 августа 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Г. В. АБРАМЯН
К. С. ГИГОЯН

The First Byurakan Spectral Survey. Late — Type Stars. III. Zone $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$. The third list of M and carbon stars is presented on the basis of the First Byurakan Spectral Survey plates. The data for 30 stars are given firstly.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 82, 29, 1990.
2. Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989.
3. Г. В. Абрамян, К. С. Григорян, *Астрофизика*, 32, 501, 1990.
4. П. Н. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. I—II, Наука, М., 1985.
5. П. Н. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. III, Наука, М., 1987.
6. Б. В. Кукаркин и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
7. O. J. Lee, G. D. Gore, T. J. Bartlett, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part 1 B, 1944.
8. G. Neugebauer, R. B. Leighton, *Two—Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog* (Washington: NASA Spec. Publ., № 3047), 1969.
9. C. B. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, № 4, 1973.
10. C. B. Stephenson, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
11. C. B. Stephenson, *Astrophys.*, 300, 779, 1986.
12. C. B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
13. A. R. Upgren, *Astron. J.*, 65, 644, 1960.
14. F. M. Olton, E. Raymond, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 607, 1986.
15. I. R. Little—Marentin, M. E. Ramsay, C. B. Stephenson, S. J. Little, S. D. Price, *Astron. J.*, 93, 663, 1987.
16. D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations*, (NASA Reference Publ., № 1196). Part I—II, 1987.
17. H. H. Aumann et. al., *Infrared Astronomical Satellite (IRAS). Catalogs and Atlases. The Point Source Catalog (NASA—RP—1190)*, V. 2, 1988.
18. A. N. Vyssotsky, *Astron. J.*, 61, 201, 1951.
19. N. Sanduleak, P. Pesch, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.
20. I. R. King, M. I. Raff, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 89, 120, 1977.

УДК: 524.45

СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА, ИМЕЮЩИЕ СЛОЖНУЮ ЯДЕРНУЮ СТРУКТУРУ

1. *Введение и наблюдательный материал.* По наблюдениям в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армении ведется кропотливая работа по исследованию детальной морфологической структуры галактик Маркаряна, а также их окружения. Получена информация для около 100 объектов. Отметим, что особое внимание уделяется исследованию центральной структуры этих объектов. Так, открыты более 60 галактик с двумя и кратными ядрами [1—3].

В окружении галактик Маркаряна часто наблюдаются физически связанные с ними интересные объекты. Часты голубые, в основном изолированные, H II области, карликовые нерегулярные галактики (см., например, [4, 5]). В ходе этих исследований было выявлено несколько тесных пар галактик, один из компонентов которых является UV-объектом, а другой, не включенный в список объектов с UV-избытком, имеет сложную ядерную структуру (см., например, [6]).

В настоящей заметке речь идет о таких четырех физических парах галактик: Маркарян 552 и UGC 312; Маркарян 588 и UGC 1678, Маркарян 744 и NGC 3788, а также Маркарян 1445 и UGC 6309.

Весь наблюдательный материал был получен в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в голубых лучах (пластинки Zi-21 без фильтра). Масштаб на снимках 21.4"/мм, изображения не более 2".

Пластинки обработаны на комплексе PDS 1010 АСМ4 с помощью программы обработки протяженных объектов, действующей в рамках вычислительной системы АДА Бюраканской обсерватории. Сканирование изображений галактик проведено с диафрагмой 0."5×0."5. После первичной цифровой фильтрации изображения построены карты изофот галактик в почернениях. Оценены интегральные звездные величины галактик и обнаруженных центральных сгущений, а также геометрические характе-

ристики последних. Точность фотометрии в системе B не превышает $0.^m25$. В работе для постоянной Хаббла принято значение $H = 75$ км/с Мпк.

2. *Результаты.* В табл. 1 приведены данные о галактиках Маркаряна и их соседях. Наряду с названием галактик (первый столбец), их исправленными за вращение Солнца вокруг центра Галактики лучевыми скоро-

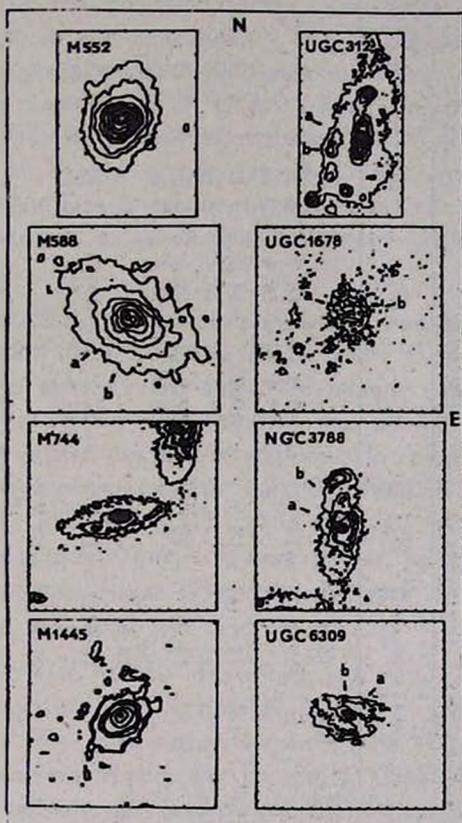


Рис. 1. Построенные в почернениях изофоты галактик — пар с маркарянскими компонентами. Как «а» и «б» обозначены центральные сгущения в галактиках. На снимках каждое деление соответствует 5 угл. с.

стями (второй столбец), расстоянием между галактиками пар (третий и четвертый столбцы) и визуальными и абсолютными B -величинами объектов (пятый и шестой столбцы) приведены вычисленные в пределах размеров, указанных в девятом и десятом столбцах таблицы, визуальные и абсолютные B -величины центральных конденсаций галактик со сложной ядерной структурой (столбцы семь и восемь), а также расстояние между ними (столбцы одиннадцать и двенадцать). Отметим, что переход от измерен-

Галактика	V_r (км/с)	Расстояние между галак.		Интегральная век. галак.	
		угл. с	кпк	m_B	M_B
Марк 552	4910	82	26	15.3	-13.8
UGC 312	4500			14.8	-19.1
Марк 588	3330	290	64	14.9	-18.3
UGC 1678	3460			14.7	-18.6
Марк 744	2700	86	15	13.6	-19.2
NGC 3788	2610			13.4	-19.3
Марк 1445	2820	214	32	16.6	-16.3
UGC 6309	2 10			13 9	-19.0

Таблица 1

Звезд. вол. конденсац.		Размеры конденсац.		Расстояние меж- ду конденсац.	
m_B	M_B	угл. с	кпк	угл. с	кпк
a: 17.2	-16.7	3.2	1.0	6.7	2.0
b: 17.5	--16.4	3.2	1.0		
a: 19.2	-14.0	1.1	0.24	2.1	0.45
b: 19.5	--13.7	1.1	0.24		
a: 17.9	-15.4	3.2	0.72	5.4	1.21
b: 18.0	-15.3	3.2	0.72		
a: 17.2	-15.5	3.7	0.62	6.2	1.15
b: 18.5	-14.2	2.1	0.35		
a: 18.6	-14.3	2.1	0.40	2.4	0.45
b: 19.1	-13.8	1.6	0.30		

ных фотографических звездных величин к B -величинам проведен согласно Фазано [7].

На рис. 1 приведены карты изофот галактик Маркаряна и их физических соседей. Изофоты построены в единицах погашения.

Приведем краткое описание объектов.

Маркарян 552/UGC 312—Известна как пара Холмберг 11 [8]. Маркарянская галактика, описанная в [9] как сфероидальная, по нашим исследованиям является спиральной галактикой раннего Sa типа с перемычкой. Ее сосед, галактика UGC 312, по всей вероятности, имеет морфологический тип SBd. В центре перемычки UGC 312 расположено яркое сгущение «а»—ядро. Второе по яркости «б» сгущение расположено на южном конце перемычки. Это сгущение, несмотря на свое несимметричное расположение в перемычке, по своей яркости может оказаться вторым ядром галактики.

Маркарян 588/UGC 1678—Известна как изолированная пара 59 в списке Караченцева [10]. Галактика Марк 588 (NGC 851) в [9] описана как сфероидальная, компактного вида. По нашим наблюдениям в геометрическом центре галактики наблюдаются два почти одинаковой яркости сгущения, которые можно считать ее ядрами. По своим внешним изофотам галактику можно классифицировать как S0/a типа. В спиральных рукавах Sc-галактики UGC 1678 (IC 211) наблюдается множество гигантских H II-областей—оверхассоциации. Симметрично ее центру расположены два одинаковой яркости яркие сгущения, которые можно считать ядрами данной галактики.

Маркарян 744/NGC 3788—Известна как пара Холмберг 272 [8] и как изолированная пара 295 в списке Караченцева [10]. Марк 744 (NGC 3786)—сейфертовская галактика второго типа (см., например, [11]) с SABa морфологической структурой. Ее сосед, галактика NGC 3788, является пекулярной спиральной галактикой SABab типа, с большим углом наклона лучу зрения ($i=70^\circ$ [12]). В ее геометрическом центре расположено «а» яркое сгущение—ядро. «в» сгущение, несмотря на свою близость к ядру, из-за своей относительной слабости (уступает ядру на 1.7^m) и асимметричного расположения, можно считать гигантской H II-областью в центральной части галактики. Не исключена также возможность, что мы наблюдаем «выступающие» из экранирующей пылевой полосы две части одного ядра галактики.

Маркарян 1445/UGC 6309—Галактика Марк 1445 по своей светимости (см. табл. 1), морфологии (рис. 1) и спектру [13], по всей вероятности, является объектом из класса изолированных H II-областей [14] и спутником UGC 6309. Галактика UGC 6309 имеет пекулярную SBc мор-

фологическую структуру, в геометрическом центре которой наблюдаются два сгущения. По положению они могут быть ядрами UGC 6309.

Таким образом, соседи галактик Маркарян 558 — UGC 1678 и Маркарян 1445 — UGC 6309 имеют двухъядерную структуру. У соседей Маркарян 552 — UGC 312 и Маркарян 744 — NGC 3788 сложная ядерная структура обусловлена присутствием истинного ядра галактик и близко расположенной к ней яркой H II-области. Двухъядерная структура обнаружена также у галактики Маркарян 588.

7 сентября 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Р. ПЕТРОСЯН
К. А. СААКЯН

Galaxies With Complex Nuclear Structure Neighbours of Markarian Objects. In the course of morphological survey of Markarian galaxies on 2.6m telescope of the Byurakan Observatory four pairs, in which one component is Markarian object and second one is a galaxy with complex nuclear structure were discovered. The results of morphological investigation of the components of the pairs are given and some parameters of the objects and their central condensations are estimated. One UV object Mark 588 and the neighbours of Mark 588—UGC 1678 and Mark 1445—UGC 6309 are double nuclei galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
3. А. Р. Petrosian, К. А. Sahakian, Е. Ye. Khachikian, IAU Symp. No 134 „Active Galactic Nuclei“, eds. D E. Osterbrock, J. S. Miller, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 1989, p. 445.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрон. циркуляр*, № 1132, 7, 1980.
5. А. Р. Петросян, А. Б. Саркисян, Э. Е. Хачикян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 61, 8, 1989.
6. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 16, 589, 1980.
7. G. Fasano, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 285, 1985.
8. E. Holmberg, *Lund Ann.*, 6, 137.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973.
10. И. Д. Караченцев, *Сообщ. спец. астрофиз. обсерв.*, 7, 3, 1972.
11. В. Л. Афанасьев, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 17, 403, 1981.
12. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas Press, Austin, 1976.
13. W. L. W. Sargent, L. Searle, *Astrophys. J.*, 162, L155, 1970.
14. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Д. А. Степанян, *Астрофизика*, 21, 419, 1984.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В моей работе [1] допущена ошибка при расчете коэффициентов a_2 и a_3 в аппроксимации (14) эффективного потенциала частиц, в результате чего неправильно рассчитан показатель экспоненты в выражении для вероятности туннелирования. На эту ошибку обратил мое внимание О. Б. Заславский, выполнивший расчеты с помощью инстантонного метода [2]. Метод, использованный в моей работе остается верным, однако автор считает своей обязанностью исправить допущенные количественные неточности.

Формулы (15) и (16) для коэффициентов a_2 и a_3 должны выглядеть следующим образом:

$$a_2 = -\frac{1}{2} \frac{d^2 F^2}{dr^{*2}} \Big|_{r=r_{\min}} = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \frac{d^2 P^2}{dr^{*2}} \Big|_{r=r_{\min}} = \frac{1}{3^3} \frac{\mu^3}{M^3} \sqrt{\frac{2\Delta L}{L_{mB}}}$$

$$a_3 = \frac{1}{6} \frac{d^3 P^2}{dr^{*3}} \Big|_{r=r_{\min}} = \frac{1}{3^3} \frac{\mu^3}{M^3}$$

Классическая частота осциллятора (20) равна:

$$\omega_0 = \frac{a_2^{1/2}}{\mu} = \frac{1}{9\sqrt{3}M} \left(\frac{2\Delta L}{L_{mB}}\right)^{1/4}$$

так, что энергия наименьших квазиуровней, соответствующих ближайшим к центру классическим орбитам есть

$$\omega_{L,N} = \frac{2\sqrt{2}\mu}{3} \left[1 + \frac{N+1/2}{4L_{mB}} \left(\frac{2\Delta L}{L_{mB}}\right)^{1/4} \right] \quad (21)$$

Формулы (26) и (27) должны выглядеть следующим образом:

$$\Upsilon_{L,N} = \frac{\mu}{2^N \cdot N!} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{\pi\mu M(N+1/2)} \left(\frac{2\Delta L}{L_{mB}}\right)^{7/4}} \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{72\sqrt{3}\mu M}{5(N+1/2)} \left(\frac{2\Delta L}{L_{mB}}\right)^{5/4} \right\}$$

$$\gamma_{L,N} \approx \frac{\mu (\Delta L)^{7/8} \exp \left\{ -\frac{12.56 (\Delta L)^{5/4}}{(\mu M)^{1/4} (2N+1)} \right\}}{2^N \cdot N! \sqrt{2N+1} (\mu M)^{11/8}}.$$

Для основного состояния получается:

$$\Delta \omega_{L,0} = \omega_{L,0} - E_{mB} = \frac{\sqrt{2} \mu}{12 L_{mB}} \left(\frac{2\Delta L}{L_{mB}} \right)^{1/4}, \quad (29)$$

$$\gamma_{L,0} \approx \frac{\mu (\Delta L)^{7/8}}{(\mu M)^{11/8}} \exp \left[-\frac{12.56 (\Delta L)^{5/4}}{(\mu M)^{1/4}} \right]. \quad (30)$$

Таким образом, качественная зависимость энергии и затухания уровней от параметров $\Delta L/L$ и μM верна, однако показатель экспоненты оказался заниженным в 2.25 раз. Предэкспоненциальный множитель, полученный в работе [2] отличается от нашего в $2^{1/8} \approx 1.09$ раз, что объясняется различием в методе счета. Это различие минимально.

Автор признателен О. Б. Заславскому за указание на допущенные неточности.

А. Б. ГАИНА

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Гаина, *Астрофизика*, 29, 397, 1988.
2. О. В. Zaslavskii, *Class. Quant. Gravit.*, 7, p. 589, 1990.

CONTENTS

A PHOTOMETRIC AND KINEMATIC STUDY OF THE INTERACTING SYSTEM VV 247 (NGC 6621/22)	157
SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. VIII	169
RADIOOBSERVATIONS OF CLUSTERS OF GALAXIES A 1187 AND A 1850 AT 102 MHz	181
THE ROLE OF NEUTRAL HYDROGEN IN THE EVOLUTION OF SPIRAL AND IRREGULAR GALAXIES	187
SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY OBJECTS. STELLAR OBJECTS. II. FIELDS $\alpha = 09^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ AND $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$ <i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova, L. K. Erastova, V. H. Chavushian</i>	199
THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE STELLAR OBJECTS. II. ZONE $\delta = +39^{\circ}$ <i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovetsky, A. M. Mickaelian, J. A. Stepanian</i>	213
TIME VARIATION OF H ₂ O MASER EMISSION SOURCES AT 1.35 CM. III. NON-STELLAR MASERS. <i>I. V. Gosochinski, R. A. Kandallan, F. S. Nazaretian, V. A. Sanamian, N. A. Yudaeva</i>	223
THE RADIATION FROM A SPHERICAL NEBULA DUE TO A CENTRAL STAR	235
SLOW FLARES IN STELLAR AGGREGATES. III <i>E. S. Parsamian, G. B. Ogantian</i>	243
ON THE ELEMENT ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERE OF CHEMICALLY PECULIAR STAR β CrB	251
THE REGIONS OF ACTIVE STAR FORMATION IN O—ASSOCIATIONS. II <i>A. V. Oskanyan</i>	259
LITHIUM ABUNDANCES IN COOL GIANT <i>Yu. K. Melik-Alaverdian, M. S. Shirbaktian</i>	271
KINEMATICAL CHARACTERISTICS LOOP'S III STELLAR COMPLEX <i>I. A. Zenina</i>	283
THE STELLAR KINEMATICS IN KOVALSKY—KAPTYN FIGURES. I <i>R. B. Shatsova, G. B. Antismova</i>	291
MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION. III. ALGORITHM. ONE-DIMENSIONAL TEST CASES	305
NOTES	
THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SURVEY. LATE-TYPE STARS. III. ZONE $+33^{\circ} < \delta < +37^{\circ}$	317
GALAXIES WITH COMPLEX NUCLEAR STRUCTURE NEIGHBOURS OF MARKARIAN OBJECTS	320



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О СОДЕРЖАНИИ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ХИМИЧЕСКИ-ПЕКУ- ЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ β CrV	<i>И. С. Саванов, В. П. Маланушенко</i>	251
МОЛОДЫЕ ОЧАГИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В О-АССОЦИАЦИЯХ. II.	<i>А. В. Осканян</i>	259
О СОДЕРЖАНИИ ЛИТИЯ В ХОЛОДНЫХ ГИГАНТАХ	<i>Ю. К. Мелик-Алавердян, М. С. Ширбакян</i>	271
КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДНОГО КОМПЛЕКСА ПЕТЛИ III	<i>И. А. Энина</i>	283
КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД В ФИГУРАХ КОВАЛЬСКОГО-КАПТЕЙНА. I.	<i>Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова</i>	291
МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРА- ЖЕНИЙ. III. АЛГОРИТМ, ОДНОМЕРНЫЕ ТЕСТОВЫЕ ЗАДАЧИ	<i>В. Ю. Терсбиж, В. В. Бирюков</i>	305
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. III. ПОЛОСА $+33^\circ$ $< \delta < +37^\circ$	<i>Г. В. Абрамян, К. С. Гизоян</i>	317
СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА, ИМЕЮЩИЕ СЛОЖНУЮ ЯДЕР- НУЮ СТРУКТУРУ	<i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян</i>	320
ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ	<i>А. Б. Гаина</i>	325