

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 19

НОЯБРЬ, 1983

ВЫПУСК 4

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 2685 <i>В. А. Гатен-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева</i>	599
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И ВИРИАЛЬНЫЕ МАССЫ НЕСКОЛЬКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ТРИПЛЕТОВ ГАЛАКТИК <i>В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев</i>	613
СВЕРХАССОЦИИ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ. I <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	619
МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ <i>А. А. Егиазарян</i>	631
ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. I. <i>Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян</i>	639
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц <i>В. С. Артюх, М. А. Оганнисян</i>	655
К СТАТИСТИКЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИК И КОМПОНЕНТОВ ПАР <i>М. А. Ариповян</i>	665
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДИМЫХ ВЕЛИЧИН И СВЕТИМОСТЕЙ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК <i>М. А. Аракелян</i>	673
ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРАХ СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F <i>Л. С. Любимков, А. А. Боярчук</i>	683
О СВОЙСТВАХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕТРОВ В ГОРЯЧИХ ЗВЕЗДАХ <i>И. Н. Портнова, Н. А. Сахибгуллин</i>	697
К ТЕОРИИ АНИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ. ЯВНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ РЕЗОЛВЕНТНОЙ ФУНКЦИИ . . . <i>Э. Х. Даниелян</i>	711
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД ФОНА ОБЛАСТИ Т И RY ТЕЛЬЦА <i>Р. А. Варданян, М. А. Ерицян</i>	719

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Ա. Ա. Բոչարշուկ, Վ. Գ. Գորիսցևի, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ն. Մարգարյան,
Լ. Վ. Մորզովյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սորոկին (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիտովյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбачкин, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян,
Л. И. Седов, В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасыан

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

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

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանրես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանգեւոր տպագրում է ինքնատիպ ճողվածներ տատոների ֆիզիկայի, միգամածություններ ու միջատողային միջավայրի ֆիզիկայի, տատորաշխուրյան և տատագրականական տատողագիտության, ինչպես նաև տատողաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, տպիրանտների և բաղը կաւ-տերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի տրծին է 1 ա. 40 կ., բաժանորդայինը 5 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվի կարելի է «Ստուգվեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ աղատսանմանում՝ «Մեծղունաղղղայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК 524.7.82—13

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ
ГАЛАКТИКИ NGC 2685

В. А. ГАГЕН-ТОРН, И. И. ПОПОВ, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 10 марта 1983

Принята к печати 25 апреля 1983

Приводятся результаты детальной *UBV*-фотометрии пекулярной галактики 2685, выполненной по 10 негативам, полученным на 2.6-метровом телескопе Бюраканской обсерватории. Рассмотрение всей совокупности имеющихся наблюдательных данных (фотометрических, спектральных и поляризационных) говорит в пользу предположения о том, что NGC 2685 представляет собой пару сталкивающихся галактик.

1. *Введение.* Галактика NGC 2685 по мнению многих астрономов является «пекулярнейшей из всех галактик» [1]. На рис. 1 приведена репродукция ее снимка, полученного нами на 2.6-метровом телескопе Бюраканской обсерватории в цветовой полосе *B*. Видно, что главное тело галактики, размеры которого составляют примерно $100'' \times 25''$, имеет сигарообразный вид. Северо-восточная часть его пересечена рядом перпендикулярных большой оси темных полос, которые продолжаютсся вне главного тела в виде светящихся колец. На негативах, полученных на 5-метровом [2] и 6-метровом [3] телескопах, виден еще внешний слабосветящийся эллипс, ориентация и центр которого совпадают с таковыми для главного тела. Согласно [4] интегральный спектр NGC 2685 — G5, а лучевая скорость — $V_0 = +960$ км/с.

До середины 70-х годов NGC 2685 была относительно мало исследована, и мы включили ее в программу изучения пекулярных галактик, ведущуюся в Астрономической обсерватории Ленинградского университета. К этому времени не было опубликовано никаких фотометрических данных за исключением интегральных величин, определенных Холмбергом [5] ($m_{pg} = 12^m.04$, $m_{pv} = 11^m.38$), но морфология галактики уже обсуждалась [1, 2, 6]. По мнению Бербиджей [6], главное тело и внешний эллипс — это S0-галактика, видимая почти с ребра (из формы эллипса следует, что угол между главной плоскостью галактики и лучом зрения составляет около 20°), пекулярные же кольца образовались в результате действия магнит-

ных сил. Наиболее удивительный вывод был сделан Демулен [7] в 1965 г. Получив на 193-см телескопе спектрограмму со щелью, расположенной вдоль малой оси галактики, она обнаружила наклон как эмиссионной линии $\lambda 3727$ [O II], так и абсорбционных линий H и K. Этот наклон Демулен интерпретировала как результат вращения главного тела галактики и системы светящихся колец вокруг видимой большой оси. Вращение газовых масс вокруг большой оси было подтверждено Ульрих [8] в 1975 г. по спектрограммам, полученным на 4-метровом телескопе.

В конце 70-х годов Эльвиус [9] и авторами настоящей работы [10] были выполнены поляризационные исследования NGC 2685, установившие наличие в полосах крупномасштабного магнитного поля. Тогда же Горбачкий и Коровяковский [3] предложили оригинальную модель, согласно которой сигарообразное тело представляет собой результат взрыва в ядре очерченной кольцами галактики. Как мы уже отмечали ранее [10], появившиеся тогда же фотометрические данные [11] (результаты фотоэлектрических *UBVR* наблюдений с круглыми диафрагмами, центрированными на ядро) как будто бы не давали свидетельств в пользу этой модели. Однако окончательное решение вопроса о механизме свечения главного тела галактики и о природе галактики вообще требует детального фотометрического исследования. Результатам такого исследования и их обсуждению и посвящена настоящая статья.

2. Наблюдения и обработка. Основной наблюдательный материал (снимки в цветовых полосах *UBV*) был получен в прямом фокусе 2.6-метрового телескопа Бюраканской обсерватории (масштаб снимков $20''/\text{мм}$). Снимки калибровались трубочным фотометром. Для обработки было отобрано 10 пластинок: четыре в полосе *U* и по три в полосах *B* и *V*. Выдержки были подобраны так, что во всех случаях фон неба оказался в нижней части прямолинейного участка характеристической кривой. Связь между нашей фотометрической системой и стандартной системой Джонсона была исследована по снимкам скопления NGC 1778 [12]. Системы оказались настолько близкими, что при нашей методике стандартизации никаких поправок за систему вносить не пришлось.

Стандартизация осуществлялась двумя способами: по фотоэлектрическим маркам в галактике и по одновременным с получением снимков фотоэлектрическим оценкам яркости фона неба вблизи от галактики. Подробности методики стандартизации изложены в [13]. Фотоэлектрические наблюдения проводились нами на телескопе АЗТ-14 Бюраканской станции Ленинградского университета ($D = 48$ см) с астрофотометром АФМ-6 [14]. Все определения сделаны дифференциальным способом относительно расположенной в непосредственной близости от галактики звезды BD + 59° 1220, для которой принято согласно [15]: $V = 9.20$,

$B - V = +0.38$, $U - B = +0.08$. Поправки за разность зенитных расстояний не превышали 0^m05 , а за систему — 0^m02 .

Результаты фотоэлектрических наблюдений галактики, выполненных с круглыми диафрагмами, приведены в табл. 1, где во втором столбце указаны координаты области относительно ядра, а в третьем диаметр площадки. Точность в определении величины $V = \pm 0^m05$, цвета $B - V = \pm 0^m02$, но цвет $U - B$ из-за малого потока в полосе U может быть ошибочен более, чем на 0^m1 . Наши результаты для ядерной области удовлетворительно согласуются с данными работы [11].

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

№ площадки	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	d	V	$B - V$	$U - B$
Т. 1	0.0	0.0	53.4	12 ^m 08	+0 ^m 92	+0 ^m 47
Т. 1	0.0	0.0	26.7	12.57	+0.95	+0.40
Т. 2	-14.5	-25.7	26.7	13.65	+0.97	—
Т. 3	+12.1	+17.0	26.7	14.24	+1.11	—

Измерение пластинок проводилось на автоматическом микроденситометре АМД-1 Специальной астрофизической обсерватории с диафрагмой размером 20×20 мкм ($0.''4 \times 0.''4$). Направление сканирования (ось OX) было выбрано параллельным большой оси главного тела галактики (оно выверялось по звездам). И шаг по оси OX , и сдвиг между сканами (по оси OY) составляли $0.''4$, так что фотометрия велась сплошным способом. Результаты измерений плотности (256 сканов по 256 отсчетов в скане + 10 сканов для фона неба в стороне от галактики) для всех 10 пластинок, а также результаты измерения трубчатого фотометра были записаны на магнитную ленту. Дальнейшая обработка проводилась на машине ЕС-1033 Вычислительного центра ЛГУ в соответствии с изложенным в [13] алгоритмом по комплексу программ, созданному в АО ЛГУ.

Использование этого комплекса позволяет: перейти от плотностей к яркостям в относительных единицах (своих для каждой пластинки); найти и вычесть средний фон неба; произвести в случае необходимости параллельный перенос координатных систем на пластинках; свести все яркости на пластинках данного цвета к одной системе, провести усреднение, введя веса, и получить для всех полос яркости I в относительных единицах; определить по маркам в галактике и фону неба постоянные стандартизации, т. е. постоянные, которые надо прибавлять к значениям $-2.5 \lg I$ для перехода к абсолютным значениям яркостей; получить яркости в звездных

величинах с кв. секунды дуги в любой из полос, а также цвета; провести, если это требуется, сглаживание по 9 точкам. Результаты выдаются как в цифровой, так и в графической форме.

Поскольку ядерная область оказалась передержанной, для стандартизации по маркам использовалась кольцевая марка с центром в точке 1 и точка 2 (точка 3 лежит в области темных полос и суммирование фотографических яркостей там затруднительно). Средние значения постоянных стандартизации с учетом постоянной, найденной по фону неба (а для цвета $U-B$ из-за малой точности данных табл. 1 лишь она и была получена), равны: $C_B = 25^m37 \pm 0^m15$, $C_{BV} = 1^m14 \pm 0^m03$, $C_{UB} = -1^m36$. Приведенные ошибки дают оценку возможной систематической ошибки в яркости $B/\square''$ и цвете $B-V$. Для цвета $U-B$ такой оценки нет, но необходимо отметить, что значения постоянных стандартизации C_B и C_{BV} , полученные по фону, практически не отличаются от принятых средних значений.

3. *Результаты наблюдений.* Распределение поверхностной яркости в галактике NGC 2685 в полосах UBV приводится, соответственно, на рис. 2а, б, с, построенных после сглаживания по 9 точкам. Разные значки дают разные уровни яркости. Интервалы яркости, изображенные одним и тем же значком, подобраны так, чтобы рисунок воспринимался как график, дающий изофоты. Интервалы равняются примерно 0^m5 в ярких участках с большим градиентом яркости и 0^m3 в более слабых и пологих участках. Уровни яркости указаны на рисунках.

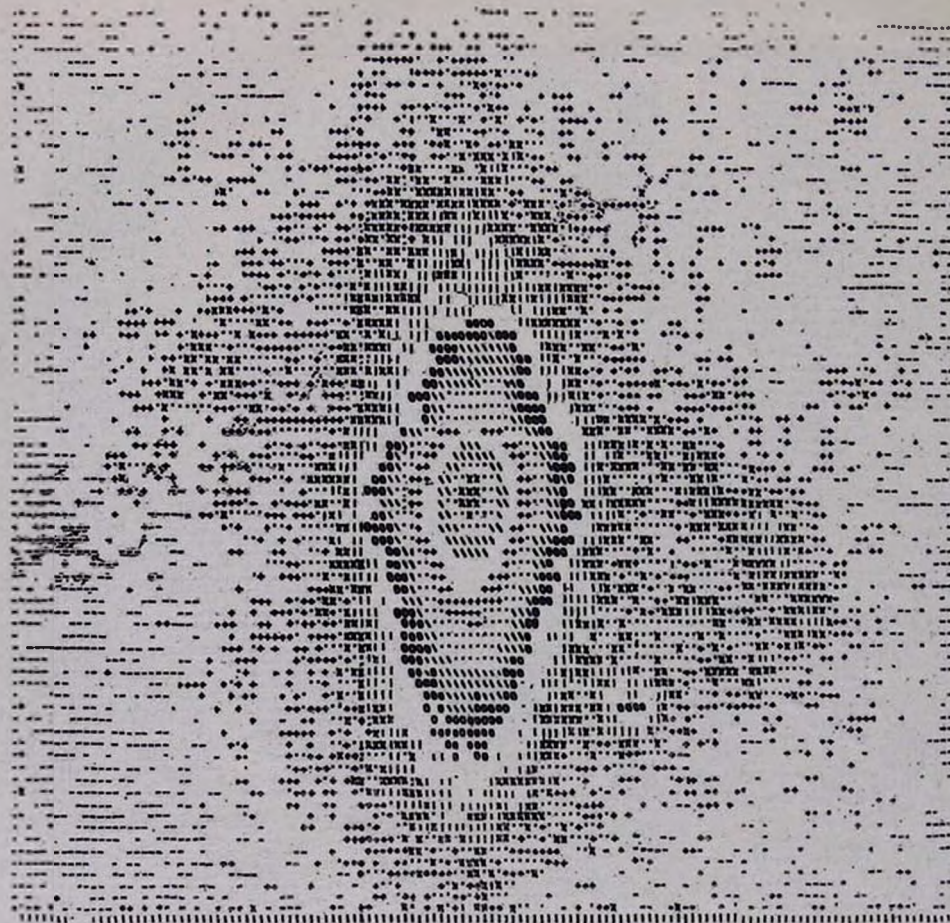
Более детальные сведения о распределении яркости вдоль большой и малой осей главного тела галактики дают соответственно рис.- 3а, б и 4а, б. Они построены в координатах $\lg I \div r^{1.4}$ для возможности сопоставления распределения яркости с законом де Вокулера [16], предложенным им для эллиптических галактик.

При изучении распределения цветов выяснилось, что совмещение пластинок, полученных в разных полосах, с точностью до размера диафрагмы, которое было выполнено ЭВМ, недостаточно: была получена асимметрия цветов в областях, где нет оснований ее ожидать (в районе т. 2). Поэтому мы построили фотометрические разрезы вдоль большой и малой осей для всех трех цветовых полос и по этим разрезам методом хэрд Погсона [17] определили точки максимальной яркости. Оказалось, что эти точки в пределах нескольких десятых долей размера диафрагмы не совпадают друг с другом. После смещения разрезов в полосах U и V относительно разреза в полосе B асимметрия существенно уменьшилась. Полученные значения цветов вдоль большой и малой осей главного тела галактики приведены в табл. 2.



Рис. 1. Снимок NGC 2535, полученный на 2.6-метровом телескопе в цветовой полосе В. Север сверху, запад справа.

К ст. В. Гаген-Торна и др.



Символ	U/μ
x	- 17.0
*	- 18.4
\	- 19.0
пробел	- 19.6
+	- 20.1
.	- 20.5
\	- 20.9
0	- 21.2
пробел	- 21.5
!	- 21.8
x	- 22.1
.	- 22.4
+	- 22.7
пробел	- 23.0
-	- 24.0

Рис. 2а Распределение яркости в NGC 2685 в полосе U.

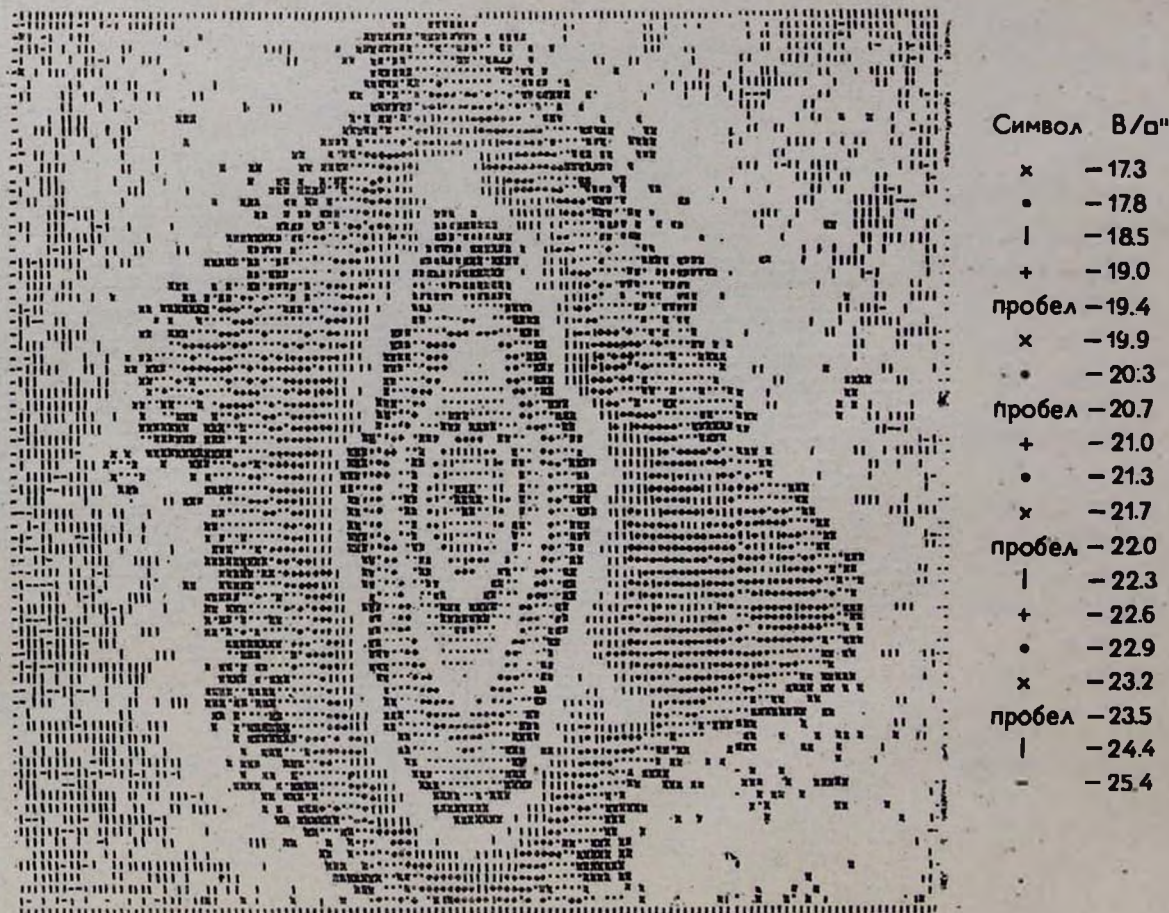
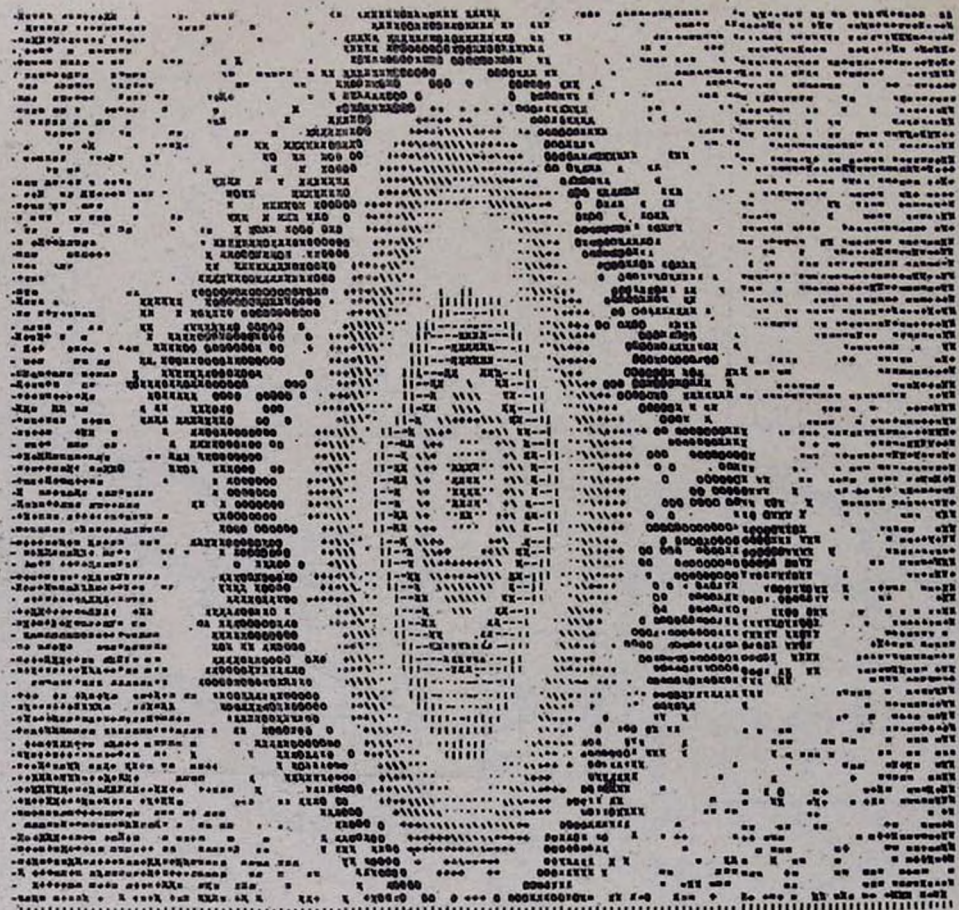


Рис. 2b. Распределение яркости в NGC 2685 в полосе В.



Символ V/σ

x -16.6

• -17.2

пробел -17.7

+ -18.2

\ -18.7

пробел -19.1

x -19.4

- -19.7

| -20.1

пробел -20.4

• -20.7

\ -21.0

+ -21.3

пробел -21.6

0 -21.9

x -22.2

пробел -22.5

= -23.2

+ -23.7

x -24.2

Рис. 2с. Распределение яркости в NGC 2685 в полосе V.

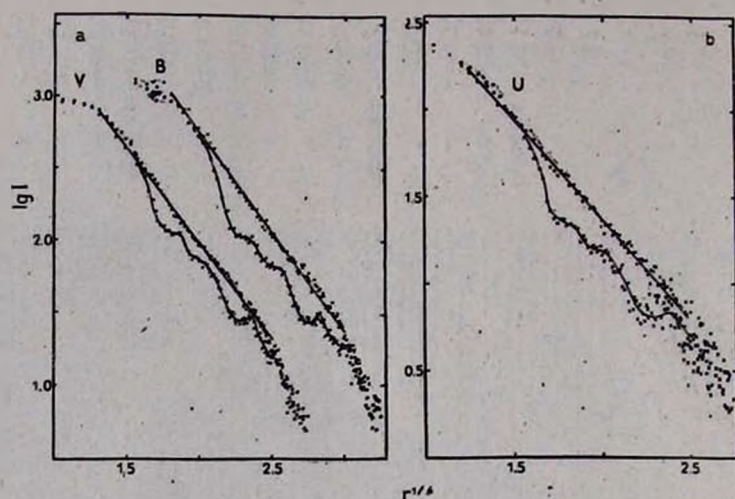


Рис. 3. Распределение яркости вдоль большой оси главного тела: а — в полосах *B* и *V* (график для полосы *B* смещен по оси абсцисс вправо на 0.5), б — в полосе *U*. Точки — «чистая» половина галактики, крестики — область темных полос.

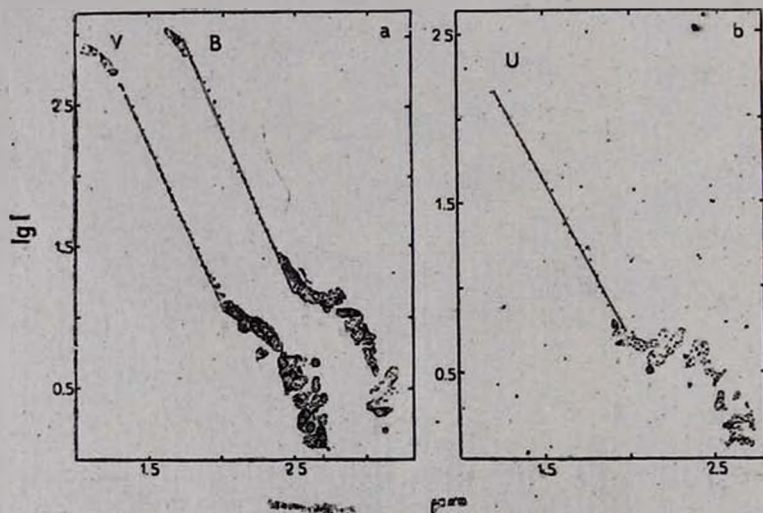


Рис. 4. Распределение яркости вдоль малой оси главного тела в сторону кольца: а — в полосах *B* и *V* (график для полосы *B* смещен по оси абсцисс вправо на 0.5), б — в полосе *U*.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЦВЕТОВ ВДОЛЬ БОЛЬШОЙ И
МАЛОЙ ОСЕЙ ГЛАВНОГО ТЕЛА NGC 2685

Большая ось				
"Чистая" область			В сторону темных полос	
r	$B-V$	$U-B$	$B-V$	$U-B$
4.9	0. ^m 84	0. ^m 69	1. ^m 01	0. ^m 56
6.2	0.91	0.64	1.02	0.54
7.4	1.01	0.54	1.09	0.49
8.6	1.06	0.50	1.21	0.40
9.8	1.02	0.44	1.21	0.44
11.1	0.97	0.39	1.19	0.36
12.3	0.94	0.36	1.26	0.41
13.5	0.99	0.31	1.19	0.39
14.8	1.02	0.31	1.21	0.29
20.1	1.09	0.24	1.22	0.44
27.1	1.06	0.14	1.11	0.20
29.9	1.04	0.22	1.09	0.46
39.0	0.90	0.44	0.99	0.14

Малая ось				
К юго-востоку			К северо-западу	
r	$B-V$	$U-B$	$B-V$	$U-B$
5.3	0.79	0.46	0.79	0.44
6.6	0.87	0.31	0.94	0.32
7.8	0.94	0.24	0.97	0.16
11.5	0.99	0.10	1.02	0.06
13.9	0.89	0.11	0.97	0.19
15.2	0.89	0.11	0.99	0.19

Средние значения цветов главного тела галактики по данным табл. 2 получаются $\overline{B-V} = +0.95$, $\overline{U-B} = +0.32$ (если не учитывать данные для части большой оси с темными полосами), причем изменения цвета $B-V$ практически незаметны, но в $U-B$ галактика голубеет к краям. Что же касается области светящихся колец, то для них в среднем $\overline{B-V} = +0.60$, $\overline{U-B} = -0.55$. Для центра самой яркой конденсации в южной части кольца найдено: $B-V = +0.45$, $U-B = -0.66$. Точки, соответствующие средним цветам основного тела галактики и светящихся

колец, нанесены на рис. 5. Штрихи дают разброс индивидуальных значений.

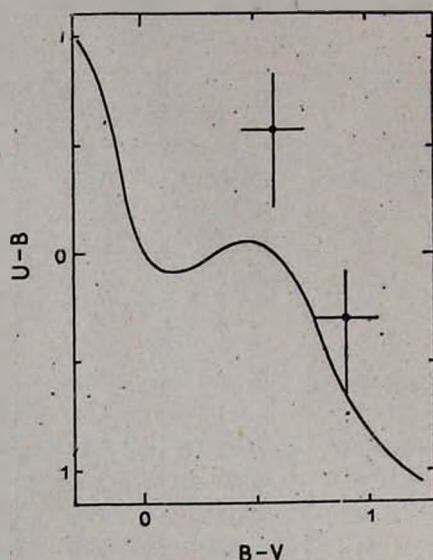


Рис. 5. Двухцветная диаграмма (нанесены средние значения цветов для главного тела и светящихся колец и указан разброс индивидуальных значений).

4. *Обсуждение результатов.* Прежде всего рассмотрим данные для главного тела галактики. Как уже говорилось, в модели, предложенной в [3], эта область представляет собой результат взрыва в ядре галактики, очерченной кольцами, но механизм свечения этой области в [3] не конкретизируется. Мы считаем, что имеющаяся сейчас совокупность наблюдательных данных позволяет утверждать, что свечение главного тела NGC 2685 имеет звездную природу.

Два аргумента в пользу этого дают результаты фотометрических наблюдений. Во-первых, это измерение цветов. Имеющиеся фотометрические данные ([11] и настоящая работа) и результаты фотографических наблюдений, приведенные в табл. 2, показывают, что цвета главного тела галактики попадают в область, занятую этими галактиками. На двухцветной диаграмме (рис. 5) точка, характеризующая средние значения цветов главного тела, попадает в область, занятую этими галактиками, а сами эти значения вполне соответствуют полученному для центральной области интегральному спектру G5.

Во-вторых, распределение яркости в главном теле NGC 2685 следует, как это видно из рис. 3а, б и 4а, б, закону де Вокулера $\lg I \sim r^{1/4}$. Как известно (см., например, [11]), закон де Вокулера выполняется не только

для эллиптических, но и для некоторых линзовидных галактик, так что изучение распределения яркости согласуется с представлением, что главное тело представляет собой эллиптическую или линзовидную галактику.

Далее еще два аргумента в пользу обычного звездного свечения главного тела дают результаты спектральных и поляризационных наблюдений. На спектрограммах NGC 2685, полученных Шехтером и Ганном [18], на 5-метровом телескопе, удастся проследить абсорбционные линии H и K в направлении большой оси до расстояний, больших $20''$. Очевидно, здесь мы имеем дело со звездным излучением. В [10] мы уже указывали на то, что поляризация в юго-западной части главного тела невелика. Проведя дополнительные наблюдения, мы уточнили результаты для этой области и получили $p = 0.1\% \pm 0.4\%$, так что поляризация здесь во всяком случае меньше 1.2% (3σ). Это исключает, например, синхротронный механизм свечения этой области, но вполне согласуется с представлением о том, что свечение имеет звездную природу.

Следующий важный вопрос — является ли главное тело NGC 2685 эллипсоидальным или линзовидным образованием. В первом случае вращение вокруг большой оси возможно, но во втором оно должно быть безусловно исключено. Фотометрические наблюдения не дают решающих аргументов в пользу того или иного представления, хотя некоторые указания на то, что система является линзовидной, дает отклонение формы изофот от эллипсов; на рис. 2b, c во внешних частях заметна дисковая составляющая. Гораздо более определенные свидетельства того, что система линзовидная, дают спектральные наблюдения. Согласно [18] абсорбционные линии H и K на спектрограмме, полученной со щелью спектрографа, расположенной вдоль большой оси главного тела NGC 2685, показывают наклон, причем кривая лучевых скоростей оказывается типичной для галактик S0 (разница в лучевой скорости в ядре и на расстоянии в $20''$ от него составляет 115 км/с). Авторы [18] заключают, что главное тело представляет собой видимую с ребра галактику S0, вращающуюся вокруг малой оси. К объяснению наклона линий H и K на спектрограммах, полученных со щелью, параллельной малой оси [7, 18], мы вернемся несколько позже.

Рассмотрим теперь данные о светящихся и темных кольцах. То, что это связанные между собой образования, несомненно. Первоначальное предположение о пылевой природе темных колец получило подтверждение после того, как были выполнены поляризационные наблюдения [9, 10]. Наличие поляризации в области темных колец с направлением, совпадающим с направлением полос, наиболее естественно объясняется селективным по отношению к плоскости поляризации поглощением асимметричными ориентированными пылинками. Селективность поглощения по отношению к длине волны, характерная для пылевых частиц, видна из рассмотрения рис. 3a, из которого следует, что поглощение в темных полосах (их за-

метно четыре) всегда больше в цвете B , чем в цвете V (0^m87 ; 0^m65 ; 0^m72 ; 0^m40 и соответственно 0^m55 ; 0^m40 ; 0^m50 ; 0^m25).*

Пыль, ясно видимая в проекции на главное тело, имеется и в районе светящихся колец. Свидетельством тому является наличие в области наиболее яркого светящегося кольца поляризации излучения, найденной Эльвиус [9]. Здесь поляризация возникает, очевидно, при рассеянии света на пылевых частицах. Направление поляризации, перпендикулярное направлению кольца, требует наличия асимметричных пылевых частиц, ориентированных магнитным полем, направленным вдоль кольца. Данные работ [9, 10] показывают, однако, что степень поляризации невелика. Поэтому очевидно, что рассеянное излучение составляет лишь малую часть общего излучения колец.

Кольца показывают множество структурных деталей и по этому признаку неотличимы от ветвей поздних спиральных галактик. Средние значения цветов колец (см. рис. 5) также оказываются близкими к цветам поздних спиралей и иррегулярных галактик. Многие светящиеся пятна (например, наиболее яркая деталь в южной части кольца), вероятно, являются областями звездообразования, содержащими области H II.

Наконец, изучение поведения линии $\lambda 3727$ показывает (см. [18]), что кольца вращаются, причем в северо-западной части (в области яркого кольца) скорость отрицательна относительно центра и разность на расстоянии $20''$ составляет около 100 км/с. Это значение не является несбыточным для спиральной галактики.

Вернемся теперь к наклону абсорбционных линий, получающемуся при расположении щели спектрографа вдоль малой оси главного тела. Согласно [18] он дает для северо-западной части скорость, положительную относительно центра (около 50 км/с на расстоянии $10''$). Если считать, как это делает Демулен [7], что этот наклон указывает на вращение главного тела вокруг большой оси, а кольца считать образованиями, возникшими в результате каких-то процессов, происходивших (или происходящих) в главном теле, то объяснить вращение звездной составляющей и газовых масс в противоположных направлениях, как нам кажется, крайне затруднительно.

Альтернативная точка зрения состоит в том, что это две галактики в процессе столкновения. Как мы показали, каждая из галактик сама по себе не является столь уж пекулярной, хотя особенности есть и у той, и у другой. У галактики S0 — это градиент скорости вдоль малой оси, у спиральной галактики — некомпланарность спиральных ветвей [1]. Если бы эти основные особенности удалось объяснить как следствие взаимодействия

* Из-за неважного качества изображения ($2''$ — $3''$) приводимые числа ненадежны, но селективность поглощения несомненна.

галактик, гипотеза о столкновении не встречала бы существенных возражений. Что касается галактики S0, то, как нам кажется, имеется возможность объяснить наличие градиента скорости вдоль малой оси прецессионным движением оси вращения, обусловленным взаимодействием со спиральной галактикой. Относительно второй особенности: без проведения специальных расчетов трудно сказать, может ли столкновение вызвать нарушение компланарности спиральных ветвей. Если бы система была жесткой (типа часовой пружины), то в результате столкновения могла бы возникнуть наблюдаемая конфигурация. Может ли придать необходимую жесткость ветвям явно имеющееся в них магнитное поле, не ясно.

5. *Заключение.* Мы хотим отметить, что проблему галактики NGC 2685 никак нельзя считать решенной окончательно. Необходимы дополнительные спектральные наблюдения для детального изучения поля скоростей и дальнейшие фотометрические измерения с более крупномасштабным телескопом и при лучших атмосферных условиях. Нужна также количественная проверка тех сугубо качественных соображений, которыми мы закончили предыдущий раздел.

В заключение авторы выражают благодарность комиссии КТШТ и руководству Бюраканской обсерватории за предоставление времени на 2.6-метровом телескопе, А. С. Амирханяну за помощь в наблюдениях на нем, а также дирекции САО и Ю. П. Коровяковскому за предоставленную нам возможность использовать микроденситометр АМД-1 для измерения негативов.

Ленинградский государственный
университет

PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE PECULIAR GALAXY NGC 2685

V. A. HAGEN-THORN, I. I. POPOV, V. A. YAKOVLEVA

The results are given of the detailed *UBV*-photometry of the highly peculiar galaxy NGC 2685. Ten plates of the galaxy were obtained with the 2.6-m telescope of the Byurakan observatory. Consideration of all the available data—photometric, spectroscopic and polarimetric—lead to the suggestion that NGC 2685 is a pair of colliding galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия. Наука, М., 1972, стр. 349.
2. A. R. Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, Washington, 1961.
3. В. Г. Горбачук, Ю. П. Коровяковский, Письма АЖ, 5, 11, 1979.
4. M. L. Humason, N. H. Mayall, A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
5. E. Holmberg, Medd. Lund Obs., Ser. II, No. 136, 1, 1958.
6. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 130, 20, 1959.
7. M.-H. Demoulin, Comp. Rend. Acad. Sci., 260, 3287, 1965.
8. M.-H. Ulrich, P.A.S.P., 87, 965, 1975.
9. A. Elotus, Astrophys. Space Sci., 55, 49, 1978.
10. В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, Письма АЖ, 5, 8, 1979.
11. J. Kormendy, Ap. J., 214, 359, 1977.
12. А. С. Амирханян, И. И. Попов. Сообщ. Бюраканской обс., вып. 52, 89, 1980.
13. И. И. Попов, Диссертация, ЛГУ, 1982.
14. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, Труды АО ЛГУ, 22, 83, 1965.
15. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Publ. US Naval Obs., 2-nd ser., 21, 1, 1968.
16. G. de Vaucouleurs, Ann. Astrophys., 11, 247, 1948.
17. В. П. Цесевич, В кн. «Методы исследования переменных звезд», под ред. В. Б. Никонова, Наука, М., 1971, стр. 58.
18. P. L. Schechter, J. E. Gunn, A. J., 83, 1360, 1978.

УДК 524.7—333

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И ВИРИАЛЬНЫЕ МАССЫ НЕСКОЛЬКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ТРИПЛЕТОВ ГАЛАКТИК

В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА, И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 21 февраля 1983

Принята к печати 6 мая 1983

В 1981—82 гг. продолжались спектральные наблюдения изолированных тройных систем галактик из списка [1]. Приводятся лучевые скорости 31 компонента триплетов. Для 7 триплетов вычислены значения вириальных масс и отношения масса—светимость $f(f_{\odot})$. Несмещенные значения $f_{\odot}$ лежат в интервале $(0.2 - 82) f_{\odot}$.

В 1981—82 гг. продолжались спектральные наблюдения изолированных триплетов галактик из списка [1] на 6-м телескопе САО АН СССР. Использовался спектрограф UAGS с ЭОП УМ-92, обратная дисперсия составляла ~ 100 А/мм, масштаб на щели 8."6 на мм.

В работе [2] были приведены лучевые скорости 157 галактик из 54-х триплетов. В настоящей работе мы даем определения еще 31 лучевой скорости у компонентов 13 тройных систем. Спектры триплетов № 59, 60, 66 и 67 были получены А. И. Копыловым.

В табл. 1 приводятся следующие данные: 1 столбец — № триплета, 2 — компонент, 3 и 4 — экваториальные координаты на эпоху 1950.0, 5 — лучевая скорость, исправленная за движение Солнца, 6 — внутренняя ошибка измерения лучевой скорости, 7 — линейный размер галактики в кпс, приведенный к изофоте $25 m/\square''$ аналогично [3]; 8 — абсолютная величина галактики*, исправленная за поглощение в Галактике и K -поправку аналогично [2]; 9 — линии, видимые в спектре галактики (эмиссионные обозначены их длиной волны в А, абсорбционные — общепринятыми буквенными символами). Принятое значение постоянной Хаббла $H_0 = 75$ км/с Мпс $^{-1}$. Данные столбцов 7 и 8 вычислены по индивидуальной лучевой скорости компонента.

* В скобках даны абсолютные величины слившихся (видимых в передержке) компонентов.

Таблица 1

№ грав.	Комп.	α_{1950}	δ_{1950}	V_0 км/с	$\pm \Delta v$ км/с	D_{25}^c кпс	M_0	Л и н и и
47	A	13 35. ^m 9	+00°45'	6612	65	23	-19. ^m 4	6563; Na
	B	13 36.0	+00 47	6810	30	29	-20.1	6563; 6584; Na
	C	13 36.2	+00 48	6814	30	32	-19.6	6563; 6584
49	A	13 43.7	-03 08	6728	30	26	-19.6	6563; 6584; Na
	B	13 43.8	-03 11	6899	40	27	(-20.4)	H; G; 3727; 5007; Na; 6563
	C	13 43.85	-03 10	7088	45	19		H; G; H _T ; H ₂ ; MgI; 3727; 5007
56	A	14 20.1	+06 24	6650	30	31	-19.6	6563; 6584
58	B	14 41.2	+11 22	10960	30	47	-20.7	6563; 6584; 6714; Na
	C	14 41.3	+11 26	10733	30	42	-21.1	6563; 6584
59	A	15 15.3	+69 30	6959	114	30	-19.9	K; H; G, MgI
	B	15 15.5	+69 28	7047	54	16	-20.1	K; H; G, MgI
	C	15 15.7	+69 31	6857	96	16	-19.6	K; H; G, 4861; 3727
60	A	15 17.8	+03 42	11216	40	43	-21.7	K; H; G
	B	15 17.9	+03 43	11086	60	34	-20.6	MgI; Na
	C	15 18.0	+03 37	11338	30	31	-21.0	6563; Na
65	C	15 41.6	+04 56	12351	40	53	-21.3	6563; 6584; 6717
66	A	16 55.8	+40 49	8770	10	44	-20.5	6563; 6584; Na
	B	16 56.0	+40 47	9488	60	41	-21.3	H ₂ ; K; G; Na
	C	16 56.0	+40 48	9433	50	33	-21.2	K; H; G

67	A	17 49.7	+24 30	3240	20
	B	17 51.2	+24 35	3388	20
	C	17 51.8	+24 28	3342	23
68	A	18 49.4	+26 25	4057	45
	C	18 49.9	+26 25	3967	40
72	A	20 57.6	+09 23	9495	15
	B	20 57.8	+09 22	9505	46
	C	20 57.8	+09 22	9604	90
73	A	21 33.5	+35 11	4451	50
	B	21 33.8	+35 08	4829	30
	C	21 34.6	+35 28	4774	50
79	A	23 19.1	+26 51	6134	30

28	—20.4	6563; 6584; 6717
22	—19.0	6563; 6584; 6717; Na
21	—18.9	6563; 6584; 6717; Na
28	—20.1	Na
32	—19.6	6563; 6584; 6717; Na
55	—21.1	6563; 6584; 6717
22	(—21.3)	K; H; G; H ₃ ; Mg I
22		K; H; G
33	—22.1	K; H; G; H ₃ ; Na
21	—20.7	K; H; G; Na
26	—21.5	Na
21	—19.8	6563; 6584

Примечания к таблице 1

- Т 47 С — Галактика диффузная, без заметного ядра. Цель вдоль большой оси.
 Т 49 А — Диффузный объект.
 В, С — Для этих компонентов было получено по два спектра. Приводится среднее значение V_0 .
 Т 56 А — Галактика компактная. Цель спектрографа располагалась под углом 45° к большой оси.
 Т 58 В, С — Цель вдоль большой оси.
 Т 60 В — Цель вдоль большой оси.
 Т 66 А — Цель вдоль большой оси.
 В+С — Физическая пара галактик, А — проектирующийся оптический компонент.
 Т 67 — При вычислении средней лучевой скорости триплета для А-компонента взято среднее значение между опубликованным в [2] и определенным в настоящей работе.
 Т 68 А — Цель под углом 70° к большой оси.
 С — Цель вдоль большой оси.
 Т 72 С — Цель вдоль большой оси.
 Т 73 А — Ядерная часть галактики состоит из двух компонентов — «яркого» и «слабого» с одинаковыми лучевыми скоростями: $V_{0\text{ЯРК}} = 4452 \pm 42$; $V_{0\text{СЛА}} = 4450 \pm 50$. В табл. 1 дано среднее значение.
 Т 79 А — Цель под углом 40° к большой оси.

Вириальные массы (несмещенные значения $\mathcal{M}$ и исправленные с учетом ошибки измерения лучевых скоростей $\mathcal{M}_{\text{кор}}$) вычислялись согласно формулам (1) и (2), приведенным в работе [4].

Таблица 2

№ тр.	Конфиг.	Крит.	$\langle V_0 \rangle$, км/с	$\langle \Delta V_r^2 \rangle^{1/2}$ км/с	$\bar{R}$, кпс	$\mathcal{M}$ ($10^{10} \mathcal{M}_\odot$)	$f(V_\odot)$	$f_c(f_\odot)$
47	Т	+++	6745	94	58.8	171.9	50.3	42.7
49	D	+++	6905	147	41.7	295.9	95.0	82.4
59	Т	+—	6954	78	62.5	123.8	31.7	2.3
60	D	+—	11213	102	142.8	497.2	38.1	33.2
67	Т	+++	3357	22	200	12.9	10.1	4.1
72	D	+—	9535	49	58.8	46.7	5.3	0.2
73	D	+++	4685	167	167	1522.6	82.3	78.4

В табл. 2 приведены: 1 — № триплета, 2 — тип конфигурации, 3 — критерий изолированности — все по [1]; 4 — средняя лучевая скорость триплета, 5 — среднеквадратичная пекулярная скорость $\langle \Delta V_r^2 \rangle^{1/2}$, 6 — среднее гармоническое расстояние между компонентами триплета в проекции в кпс, 7 — неисправленное значение массы триплета в $10^{10} \mathcal{M}_\odot$, 8 — от-

ношение масса—светимость, 9 — несмещенное значение отношения масса—светимость f_0 в $f_{\odot}$.

Абсолютные характеристики в табл. 2 вычислялись по средней лучевой скорости триплета. Вириальные характеристики вычислялись только для триплетов с измеренными лучевыми скоростями всех компонентов, при условии, что $\Delta V_{ij} < 500$ км/с.

Приведенные здесь результаты дополняют опубликованные ранее в [2] и [4]. Характеристики изученных триплетов не отличаются существенно от средних значений, приведенных в [4].

Авторы признательны А. И. Копылову за получение спектров 4-х триплетов.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

RADIAL VELOCITIES AND VIRIAL MASSES OF SOME ISOLATED TRIPLETS OF GALAXIES

V. E. KARACHENTSEVA, I. D. KARACHENTSEV

The spectral observations of the isolated triple systems of galaxies from the list [1] have been continued with the 6-meter telescope in 1981—82. The radial velocities for 31 components of the triplets have been obtained. For 7 triplets the values of virial masses and mass-to-luminosity ratios were calculated. The corrected (non-shifted) values of the f_c lie in the interval $(0.2 \div 82) f_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, Изв. САО АН СССР, (Астрофизические исследования), 11, 3, 1979.
2. И. Д. Кадаченцев, В. Е. Караченцева, Астрофизика, 17, 5, 1981.
3. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 15, 589, 1979.
4. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 18, 5, 1982.

УДК 524.7

СВЕРХАССОЦИИИ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ. I

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 20 декабря 1982

Принята к печати 30 мая 1983

Приведены результаты морфологического исследования спиральных галактик с УФ-избытком, содержащих яркие сгущения — сверхассоциации (СА). Отбор галактик был произведен из первых четырнадцати списков объектов с УФ-континуумом на основе снимков, полученных на 0.5-м и 2.6-м телескопах Бюраканской обсерватории. В итоге составлен список 56 галактик, содержащих СА. Представлены фотографии 26 из указанных 56 галактик и дано их описание. Определены размеры, яркости СА и ядер и отдаленность СА от центра галактики.

1. *Введение.* В работе [1] было обращено внимание на тот факт, что среди галактик с УФ-континуумом встречаются несколько разновидностей. Около 40 объектов, представляющих из себя сверхассоциации, физически связанные с близлежащими галактиками, были исследованы в [1]. Опубликованы списки около 70 галактик [2, 3] с двойными или кратными ядрами. В [1] было отмечено также, что некоторые галактики Маркаряна сами содержат яркие сгущения.

В пионерской работе В. А. Амбарцумяна и его сотрудников [4] были исследованы яркие сгущения в спиральных галактиках. Согласно этой работе в этих галактиках могут существовать как голубые, так и желтые и красные сгущения. Авторы [4] показали, что сгущения с $M < -14^m$, подобно 30 Золотой Рыбки в БМО, образуют специальный класс объектов, которые и были названы ими сверхассоциациями (СА). Часто в литературе, в особенности за рубежом, вместо «сверхассоциаций» используется термин «гигантская H II-область».

Наличие сверхассоциаций — нередкое явление в мире галактик, и в этом отношении галактики из списков Маркаряна не являются исключением. Но имеется и существенное отличие — если в обычных галактиках СА чаще встречаются в спиральных системах, то СА в ультрафиолетовых

галактиках встречаются почти одинаково часто во всех морфологических типах галактик.

В настоящей статье приведены результаты морфологического исследования галактик с УФ-избытком со спиральной структурой, которые содержат в себе яркие сгущения — сверхассоциации. Отбор галактик производился из первых четырнадцати списков Маркаряна. Определены размеры, яркости сверхассоциаций и их расстояния в проекции от центра галактики. В итоге составлен список 56 галактик, содержащих 151 сверхассоциацию.

2. Наблюдательный материал и его обработка. Наблюдательный материал был получен в основном на 2.6-м и 0.5-м телескопах Бюраканской обсерватории. Снимки в большинстве случаев получены в синих лучах без фильтра.

Общее число исследованных галактик составляет 950. На снимках 2.6-м телескопа изучены 396, а на 0.5-м — 807 галактик. Число СА, выявленных на снимках 2.6-м телескопа, составляет 139, а на снимках 0.5-м телескопа — 12.

3. Отбор галактик. При изучении галактик с УФ-избытком выяснилось, что СА содержатся не только в спиральных, но и в эллиптических и линзовидных галактиках. В данной работе, как уже отмечалось выше, рассмотрены лишь спиральные галактики.

Сгущение рассматривается как СА, если оно

а) имеет приблизительно сферическую форму и по яркости ненамного уступает ядру;

б) расположено в экваториальной плоскости галактики (согласно [5] сферические, компактные объекты, наблюдаемые на продолжении экваториальной плоскости сильно наклоненной галактики, с большой вероятностью физически связаны с галактикой), на рукаве близко к нему или на его продолжении;

в) связано с ядром галактики посредством филаментов, мостов, струей;

г) на картах ПА имеет голубой цвет. Если сгущение морфологически связано с галактикой, но имеет очень красный цвет ($CI > +1^m0$), оно не принималось во внимание.

В настоящей работе не рассмотрены те случаи, когда галактика Маркаряна фактически сама является СА в другой галактике, поскольку они уже были рассмотрены в работе [1].

Так как критерии отбора СА являются почти полностью морфологическими, то в дальнейшем выяснилось, что некоторые СА имеют светимость ниже, чем предел, определенный в [4] как -14^m0 (при $H = 75$ км/с Мпс), вплоть до $M_{pg} \sim -11^m$. Таким образом, кроме СА в выборку вошли

также яркие ассоциации. Отличаются ли по природе звездные ассоциации, скажем с $M \sim -12^m \div -13^m$, от СА—трудно сказать определенно. Вопрос требует специального исследования. Что же касается верхнего предела для светимости СА, то тут пока ограничений не вводилось.

В столбцах таблицы 1 соответственно приведены: номера галактик по Маркаряну; порядковый номер СА в данной галактике, соответствующий номеру на карте отождествления, эти номера в большинстве случаев приведены по порядку убывания яркости СА; в столбцах 3 и 4 приведены видимые и абсолютные величины соответственно ядра, СА и галактики (здесь и далее принято $H = 75$ км/с Мпс); в пятом столбце таким же образом приведены цвета ядер, СА и галактики; в столбцах 6 и 7 — соответственно размеры ядра, СА и галактики в секундах дуги и в килопарсеках; в столбцах 8 и 9 приведено расстояние СА от ядра галактики в секундах дуги и в килопарсеках; в 10 — отношение расстояний СА от ядра галактики к оптическому радиусу галактики.

4. *Определение звездных величин.* Звездные величины СА и ядер оценены глазомерно. Определение звездных величин СА и ядер, даже при применении тонких фотометрических методов, является весьма трудным делом, так как в большинстве случаев они имеют диффузный вид и наблюдаются на относительно ярком фоне. Поэтому звездные величины, оцененные глазомерно, являются лишь нижним пределом для них.

Все выбранные галактики были просмотрены на картах ПА. В тех случаях, когда СА расположена в непередедержанной области галактики, ее яркость и цвет оценивались глазомерно, путем сравнения их со звездами какой-либо стандартной области (в основном в качестве стандартов были использованы звезды скопления МЗ [6]). Для оценки яркости СА и ядра, находящейся в передедержанной части, в каждом случае около галактики выбирались две звезды: одна ярче, другая слабее СА или ядра, после чего яркости выбранных звезд оценивались вышеописанным методом на ПА, затем с их помощью оценивалась яркость СА и ядра на пластинке 2.6-м или 0.5-м телескопа. Ошибки при таком способе оценки звездных величин могут достигать $0^m.5$.

5. *Измерения размеров.* Измерения размеров СА, ядер и расстояний СА от ядра проводились на «Аскорекорде» Бюраканской обсерватории. В тех немногих случаях, когда СА или ядро имели несферическую форму, измерялся и приведен их максимальный размер. Размеры части галактик заимствованы из Морфологического каталога Воронцова-Вельяминова [7], при этом взяты их максимальные размеры. Размеры слабых галактик измерены нами на снимках 2.6-м телескопа.

Таблица 1

Галактика	Обозначение	Звездная величина		Цвет $m_{pg} - m_v$	Размеры		Расстояние СА от ядра		Отношение расстояния СА от ядра к радиусу галактики
		m_{pg}	M_{pg}		в сек. дуги	в кпс	в сек. дуги	в кпс	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Марс. 2	ядро	16 ^m 5	-17 ^m 9		6.7	2.5			
	CA1	19.8	-14.6	0.6	4.0	1.4	13.9	5.1	0.77
	CA2	20.4	-14.0	0.6	3.2	1.2	15.2	5.6	0.89
	Гал.	14.0	-20.4	0.6	36	13.2			
4	ядро	17.0	-16.7		6.2	1.7			
	CA1	19.0	-14.7	0.2	3.1	0.8	9.1	2.4	0.18
	CA2	18.8	-14.9	0.0	4.6	1.2	37.0	9.8	0.72
	CA3	18.9	-14.8	0.0	5.2	1.4	34.5	9.2	0.67
	Гал.	14.0	-19.7		102	27.1			
12	ядро	16.0	-17.7		6.3	1.7			
	CA1	18.5	-15.2	0.4					
	CA2	19.5	-14.2	0.4					
	CA3	19.9	-13.8	0.2					
	CA4	19.9	-13.8	0.1					
	CA5	18.3	-15.4	0.0					
	CA6	17.0	-16.7	-0.1	6.4	1.7	11.6	3.1	0.35
	Гал.	13.5	-20.2	0.5	66	17.6			
13	ядро	17.0	-14.7		5.9	0.6			
	CA1	18.5	-13.2	0.2	4.0	0.4	26.7	2.8	1.29
	CA2	20.5	-11.2	0.4	5.0	0.5	14.6	1.6	0.71
	Гал.	15.5	-15.2	0.6	42	4.4			
21	ядро	17.7	-18.3		9.5	5.2			
	CA1	19.0	-16.3	0.2	4.4	2.5	16.7	9.2	0.79
	CA2	19.2	-16.1	0.2	8.0	4.4	39.7	22.0	1.89
	Гал.	15.5	-19.3	0.8	42	23.2			
38	ядро	17.5	-18.3		3.8	2.6			
	CA1	19.0	-16.8		3.1	2.2	4.4	3.0	0.18
	Гал.	16.0	-19.8		48	33.3			
109	ядро	17.0	-18.4		5.2	3.0			
	CA1	18.8	-16.6	0.3	4.3	2.6	10.6	6.2	0.89
	CA2	18.2	-17.2		2.9	1.7	4.6	2.7	0.39
	CA3	19.3	-16.1		3.9	2.3	5.8	3.4	0.49
	Гал.	16.0	-19.4		24	14.1			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Марк. 122	ядро	17 ^m .2	-17 ^m .5		4.5	1.9			
	CA1	19.0	-15.7	-0.2	3.7	1.6	23.0	9.8	0.59
	CA2	19.0	-15.7	-0.2	4.4	1.9	22.4	9.5	0.57
	CA3	19.0	-15.7	-0.1	5.5	2.3	18.1	7.6	0.46
	CA4	18.2	-16.5		4.8	2.0	10.4	4.4	0.27
	Гал.	14.0	-20.7		77	33			
161	ядро	17.0	-17.5		5.8	2.2			
	CA1	19.6	-14.9		2.8	1.1	8.1	3.1	0.39
	CA2	18.7	-15.8		3.2	1.2	9.5	3.7	0.46
	Гал.	13.5	-21.0	0.5	42	16.1			
170	ядро	17.3	-13.4		3.2	0.2			
	CA1	17.5	-13.2	-0.2	3.2	0.2	21.4	1.5	0.75
	CA2	18.7	-12.0	0.9	3.5	0.2	27.2	1.9	0.95
	CA3	17.5	-13.2		2.9	0.2	5.0	0.3	0.17
	CA4	17.3	-13.4		5.0	0.3	3.4	0.2	0.12
	Гал.	16.0	-14.8	0.6	57	3.9			
175	ядро	16.0	-17.5						
	CA1	18.7	-14.8						
	Гал.	14.5	-19.0	0.9	66	15.9			
181	ядро	17.6	-17.0		3.2	1.3			
	ядро	17.8	-16.8		2.8	1.1			
	CA1	19.3	-14.8		2.3	0.9	7.6	3.0	0.51
	CA2	19.8	-14.3		2.6	1.0	5.5	2.2	0.37
	Гал.	14.5	-19.6	0.5	30	11.9			
183	ядро	17.3	-18.8		6.9	5.5			
	CA1	19.8	-16.3	0.1	4.9	3.9	10.5	8.3	0.69
	Гал.	15.5	-20.6		30	23.9			
185	ядро	15.0	-18.1		6.6	1.3			
	CA1	18.2	-14.9	0.2	5.8	1.2	27.1	5.4	0.45
	CA2	18.9	-14.2	0.4	5.7	1.1	37.0	7.4	0.62
	CA3	18.4	-14.7		5.9	1.2	23.5	4.7	0.39
	CA4	18.6	-14.5		9.8	1.9	22.8	4.6	0.38
	Гал.	13.0	-20.1	0.6	120	23.9			
186	ядро	17.4	-12.4		3.0	0.1			
	ядро	16.4	-13.4		3.7	0.2			
	CA1	19.0	-10.8	0.3	4.0	0.2	19.8	0.9	0.65

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Марк. 186	СА2	18 ^m 3	-11 ^m 5		3.5	0.2	9.5	0.4	0.31
	СА3	18.7	-11.1		3.7	0.2	9.7	0.4	0.32
	Гал.	13.5	-16.3	0.5	60	2.7			
188	ядро	16.0	-16.6		7.8	1.3			
	СА1	17.8	-14.8		2.4	0.4	14.5	2.3	0.28
	СА2	18.0	-14.6		4.0	0.6	23.5	3.8	0.46
	СА3	18.2	-14.4		4.4	0.7	15.5	2.5	0.28
	СА4	18.0	-14.6		5.0	0.8	19.1	3.1	0.37
	СА5	18.2	-14.4		3.7	0.6	10.8	1.7	0.21
	СА6	18.5	-14.1	0.8					
	СА7	18.5	-14.1	-0.2					
	СА8	19.0	-13.6	0.1					
	СА9	19.8	-12.8	-0.1					
	СА10	20.2	-12.4	0.3					
	СА11	19.8	-12.8	-0.1					
	СА12	19.7	-12.9	-0.1					
	СА13	19.5	-13.1	-0.2					
	СА14	20.1	-12.5	-0.1					
	Гал.	13.0	-19.6	0.6	102	16.5			
207	ядро	15.5	-18.3		7.6	2.2			
	СА1	17.5	-16.3		6.3	1.8	13.3	3.8	0.46
	Гал.	13.5	-20.3	0.5	72	20.4			
264	ядро	17.8	-19.2		4.4	5.3			
	СА1	19.5	-17.5		3.8	4.6	5.5	6.0	0.53
	СА2	19.7	-17.3		3.0	3.7	4.9	5.9	0.52
	Гал.	17.0	-20.0		18.8	22.8			
281	ядро	16.9	-15.6		4.0	0.6			
	ядро	18.0	-14.5		2.1	0.3			
	ядро	16.6	-15.9		4.0	0.6			
	СА1	18.5	-14.0	0.2	5.6	0.8	56.6	8.6	0.75
	СА2	18.6	-13.9	-0.2	6.8	1.0	52.6	8.0	0.70
	СА3	18.2	-14.3	0.3	6.2	0.9	50.0	5.8	0.51
	СА4	18.5	-14.0	0.1	5.0	0.7	49.9	7.6	0.66
	Гал.	13.0	-19.5	0.7	150	22.8			
288	ядро	18.0	-17.0		8.0	4.0			
	СА1	19.0	-16.0	-0.2	4.8	2.4	16.3	8.1	0.83
	Гал.	15.0	-20.0	0.3	39	19.3			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Марк. 307	ядро	17. ^m 0	-17. ^m 4		7.0	2.6			
	CA1	17.7	-16.7		6.7	2.5	12.7	4.7	0.38
	CA2	18.9	-15.5		3.2	1.2	15.8	5.8	0.48
	CA3	19.1	-15.3		4.5	1.6	16.8	6.2	0.51
	CA4	19.5	-14.9		3.3	1.2	10.5	3.9	0.32
	Гал.	15.5	-18.9	0.6	66	24.4			
312	ядро	18.2	-17.4						
	CA1	19.2	-16.4						
	CA2	19.0	-16.6						
	Гал.	16.0	-19.6	0.6	20	13			
319	ядро	16.8	-18.4		5.3	2.9			
	CA1	18.7	-16.5		4.0	2.1	9.8	5.3	0.82
	CA2	18.7	-16.5		5.1	2.8	8.6	4.7	0.72
	Гал.	15.5	-19.7	0.7	48	26			
321	ядро	17.5	-18.1		8.2	5.2			
	CA1	18.8	-16.8		3.7	2.3	10.0	6.4	0.34
	CA2	19.5	-16.1		3.4	2.2	11.0	6.9	0.37
	Гал.	14.5	-21.1	0.6	58.8	37.2			
323	ядро	17.2	-16.8		4.6	1.4			
	CA1	19.2	-14.8		3.3	1.0	11.4	3.5	0.48
	Гал.	15.5	-18.5	0.8	48	14.6			
332	ядро	15.5	-17.4		6.7	1.3			
	CA1	18.0	-14.9	0.2	6.6	1.3	14.2	2.6	0.43
	CA2	17.8	-15.1		6.3	1.2	11.5	2.1	0.34
	CA3	19.4	-13.5		3.2	0.6	14.4	2.7	0.43
	CA4	19.8	-13.1		2.8	0.5	12.8	2.4	0.39
	CA5	19.2	-13.7		4.3	0.8	10.8	2.0	0.33
	CA6	19.6	-13.3		4.4	0.8	11.1	2.1	0.34
	CA7	19.8	-13.1		2.2	0.4	8.5	1.6	0.26
	CA8	20.0	-12.9		3.6	0.7	17.0	3.2	0.51
	Гал.	13.0	-19.9	0.7	66	12.3			

Ниже приводится описание 26 из отмеченных 56 галактик. После названия галактики в скобках приведены соответственно: морфологический класс галактики согласно Воккеру; характеристика спектра согласно Маркаряну; ее лучевая скорость по литературным данным. В конце работы приведены фотографии 24 из описанных 26 галактик с указанными СА. На фотографиях север сверху, восток слева. Масштаб $\sim 2''$ на мм.

Маркарян 2 (SBa, s12, 5682 км/с) — От яркого звездообразного ядра выходят слабые спиральные рукава, которые, сливаясь с интенсивным фоном окологерней области галактики, образуют яркий внутренний диск. На ПА видно, как из этого диска выходят тонкие, четкие рукава. На восточной ветви расположены две СА. На западной ветви СА отсутствуют.

Маркарян 4 (SBc, sd 12 (e), 4110 км/с) — Вокруг перемычки на снимках 2,6-м телескопа и на ПА видна кольцевая структура. Спиральные рукава выходят из кольца, а не от концов перемычки. Кольцо расположено симметрично относительно перемычки. Имеются три СА: одна из них находится внутри кольца — очень близко к звездообразному ядру, но вне экваториальной плоскости перемычки. Две другие СА находятся в том месте, где спиральный рукав отходит от кольца. Эти СА отмечены в работе [8].

Маркарян 12 (SBb, d2, 4140 км/с) — Ядро звездообразное. Самое яркое и голубое сгущение, согласно [9], является классическим примером СА. На ПА, помимо упомянутого сгущения, видны еще пять сгущений, четыре из которых расположены на одной ветви. Кроме этого еще одно сгущение находится вне видимой внешней ветви. Наличие сгущений отмечено в [10].

Маркарян 13 (SBc, sd 1 (e), 1650 км/с) — Согласно [11] состоит из двух компактных сгущений. Через яркое звездообразное ядро проходит слабая перемычка, вокруг которой имеется плотная, однородная оболочка, в которой и расположены два сгущения. Согласно [9] все сгущения ярче в лучах В.

Маркарян 21 (SBb, sd 2, 8570 км/с) — Вытянутая галактика с ярким звездообразным ядром. Симметрично относительно ядра расположены две СА. Западная СА более компактна, восточная — имеет большие размеры и диффузный вид. Согласно [12] является галактикой с перемычкой, что подтверждается нашими наблюдениями.

Маркарян 38 (SBb, sd 2, 10730 км/с) — Ядро звездообразное. Спиральные рукава не похожи друг на друга. СА расположена к югу от ядра на конце перемычки, откуда берет начало прямолинейный, более яркий спиральный рукав. Галактика составляет физическую пару с Маркарян 39.

Заметим, что между ними и вокруг них имеются несколько голубых сгущений, почти не отличающихся от звезд.

Маркарян 109 (SBc, d 3, 9116 км/с) — Ядро звездообразное. Спиральные ветви выходят из перемычки под прямым углом. На концах перемычки расположены две СА. На одном из спиральных рукавов находится отмеченное Маркаряном сгущение, которое на ПА имеет голубой цвет. Наличие сгущений отмечено также в [13].

Маркарян 122 (SBb, s 3, 6553 км/с) — Ядро яркое и звездообразное. На северо-западном конце яркой перемычки расположена самая яркая СА, от которой берет начало тонкий спиральный рукав. На нем выделяют три более слабые сгущения. Все они имеют синий цвет.

Маркарян 161 (SBc; s 2e, 5940 км/с) — Ядро яркое и звездообразное. Спиральные рукава симметричны, причем у ядра они тоньше и только после четверти оборота вокруг ядра становятся толще. Эти утолщения отмечены Маркаряном как сгущения, имеющие значительный ультрафиолетовый континуум. Они на снимке 2.6-м телескопа имеют большие размеры и диффузный вид.

Маркарян 170 (SBc, ds 2e, 1060 км/с) — Галактика имеет вид прямой линейной полосы, в которой помимо ядра расположены четыре сгущения. Самое яркое и компактное из них — южное. СА № 1, будучи очень синим по оценкам на ПА, на снимке 2.6-м телескопа имеет довольно диффузный вид. СА № 2 находится вне экваториальной плоскости галактики и как по цвету ($CI = +0.^m9$), так и по виду мало отличается от звезды. Наличие у этой галактики сгущений отмечено в [14].

Маркарян 175 (SBb, ds 3e, 3750 км/с) — На концах перемычки симметрично относительно ядра расположены два больших диффузных сгущения, от которых берут начало туго скрученные спиральные рукава. Одно из этих сгущений не внесено в наш список, т. к. имеет диффузный вид и большие размеры. На одном из рукавов имеется звездообразное сгущение очень красного цвета ($CI = +2.^m0$), которое, по-видимому, является звездой. В работе [13] отмечено наличие в этой галактике конденсаций.

Маркарян 181 (SBc, ds 3, 6170 км/с) — В перемычке расположены два ядра примерно одинаковой яркости. От концов перемычки берут начало туго закрученные спиральные рукава, причем южный рукав, в котором находятся обе СА, тонкий, северный же — диффузный и широкий.

Маркарян 183 (Sb, d 3e, 12275 км/с) — Ядро звездообразное. Спиральные рукава сильно отличаются друг от друга: один мощный, другой едва вырисовывается. Рукава сливаются, образуя кольцо. СА расположена на слабом рукаве и имеет довольно голубой цвет на ПА.

Маркарян 185 (SBc, sd 3, 3090 км/с) — Кольцеобразная галактика с звездообразным ядром. От кольца выходят тонкие спиральные рукава. СА имеются как в кольце, так и в спиральных рукавах. Находящиеся на кольце СА диффузные и имеют большие размеры.

Маркарян 186 (SBc, ds 1-е, 690 км/с) — Является галактикой с двойным ядром [2] и тремя СА, расположенными в ее экваториальной плоскости. Северо-восточная СА не очень компактная и не связана с галактикой, СА, расположенные ближе к ядрам галактики, более компактные.

Маркарян 188 (SABc, sd 3, 2502 км/с) — Кольцеобразная галактика. Ядро довольно больших размеров и, возможно, состоит из отдельных сгущений. Из кольца берут начало три очень тонкие, широко раскрытые спиральные рукава. СА расположены как в кольце, так и в рукавах, в которых наблюдаются, по крайней мере, девять сгущений. Наличие слабых сгущений на одном из внешних рукавов отмечено Хакра [12].

Маркарян 207 (Sbc, ds 2е., 4384 км/с) — Является галактикой с одним спиральным рукавом. Ядерная область имеет форму неправильного образования в виде трех интенсивных отростков, на продолжении одного из которых на западе находится яркое сгущение вытянутой диффузной формы. От него берет начало спиральный рукав, огибающий центральную часть на пол-оборота.

Маркарян 264 (SBc, ds 2е., 18734 км/с) — На концах перемычки симметрично расположены по одному сгущению. Юго-восточное почти не отличается от звезды, северо-западное имеет довольно компактный вид, но отличается от звезды. От него берет начало один из спиральных рукавов.

Маркарян 281 (SBb, sd 2е, 2349 км/с) — Галактика с перемычкой и с тремя ядрами [2]. На концах перемычки, в начале спиральных рукавов расположены четыре СА. В рукавах также имеются более слабые сгущения, скорее всего, ассоциации.

Маркарян 288 (SBb, d 2, 7675 км/с) — Галактика со звездообразным ядром, спиральные рукава которой по виду отличаются друг от друга. Южный рукав более резкий, северный — широкий и диффузный, в нем и расположена СА. На продолжении северного рукава, вне пределов галактики, имеются близко расположенные друг к другу два голубых сгущения, находящихся в диффузной полоске. Возможно, это двухъядерная галактика.

Маркарян 307 (SBc, d 2е, 5721 км/с) — Галактика с ярким звездообразным ядром. Один из рукавов разветвляется на три прямолинейные ветви, на концах у двух расположены по одной СА. Две СА расположены на

третьем разветвлении. Второй спиральный рукав менее интенсивный и на нем нет сгущений.

Маркарян 312 (Sc, d 3, 10095 км/с) — Галактика со слабым звездобразным ядром и с тремя рукавами. В двух северных рукавах имеется по одному довольно голубому сгущению. Южный рукав более диффузный, без сгущений.

Маркарян 319 (SBc, sd 2e, 8400 км/с) — Галактика с перемычкой и звездобразным ядром. Симметрично относительно ядра в спиральных рукавах расположены по одному диффузному сгущению больших размеров, удлиненной формы. На снимке, сделанном на 6-м телескопе, который воспроизведен на фотографии, каждое из удлиненных сгущений разрешается на два-три сгущения.

Маркарян 321 (Sc, sd 2e, 9805 км/с) — Раскрытая спиральная галактика с ярким звездобразным ядром. В галактике много сгущений, но только юго-западное и западное по яркости являются СА. Остальные являются ассоциациями и расположены дальше от ядра, чем СА. Ассоциации хорошо заметны также на снимке 6-м телескопа.

Маркарян 323 (Sc, sd 2, 4711 км/с) — Галактика с большим ядром; спиральные рукава которой плохо вырисовываются. В галактике много слабых сгущений, только одно из которых является СА. Оно мало уступает ядру по яркости.

Маркарян 332 (SBc, s 2, 2882 км/с) — Имеет необычную линзовидную перемычку со звездобразным ядром. Две самые яркие СА расположены в одном рукаве, причем одна из них — в конце перемычки. В другом же рукаве, очерчивая спиральный рукав, расположены четыре сгущения, по яркости значительно уступающие первым двум.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

SUPERASSOCIATIONS IN SPIRAL GALAXIES WITH UV EXCESS. I

A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. YE. KHACHIKIAN

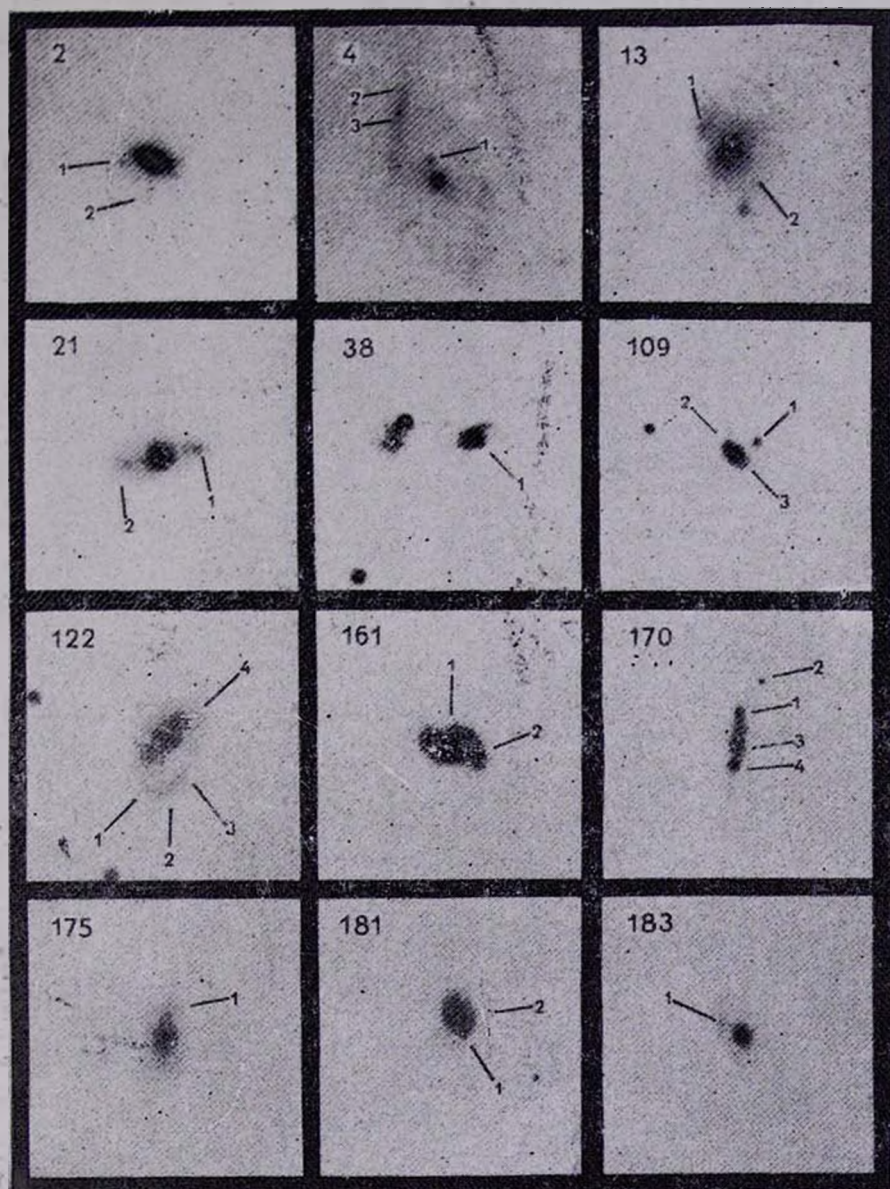
The results of morphological investigation of spiral galaxies with UV excess containing bright condensations-superassociations (SA) are given. The selection of galaxies was made from the first to fourteenth

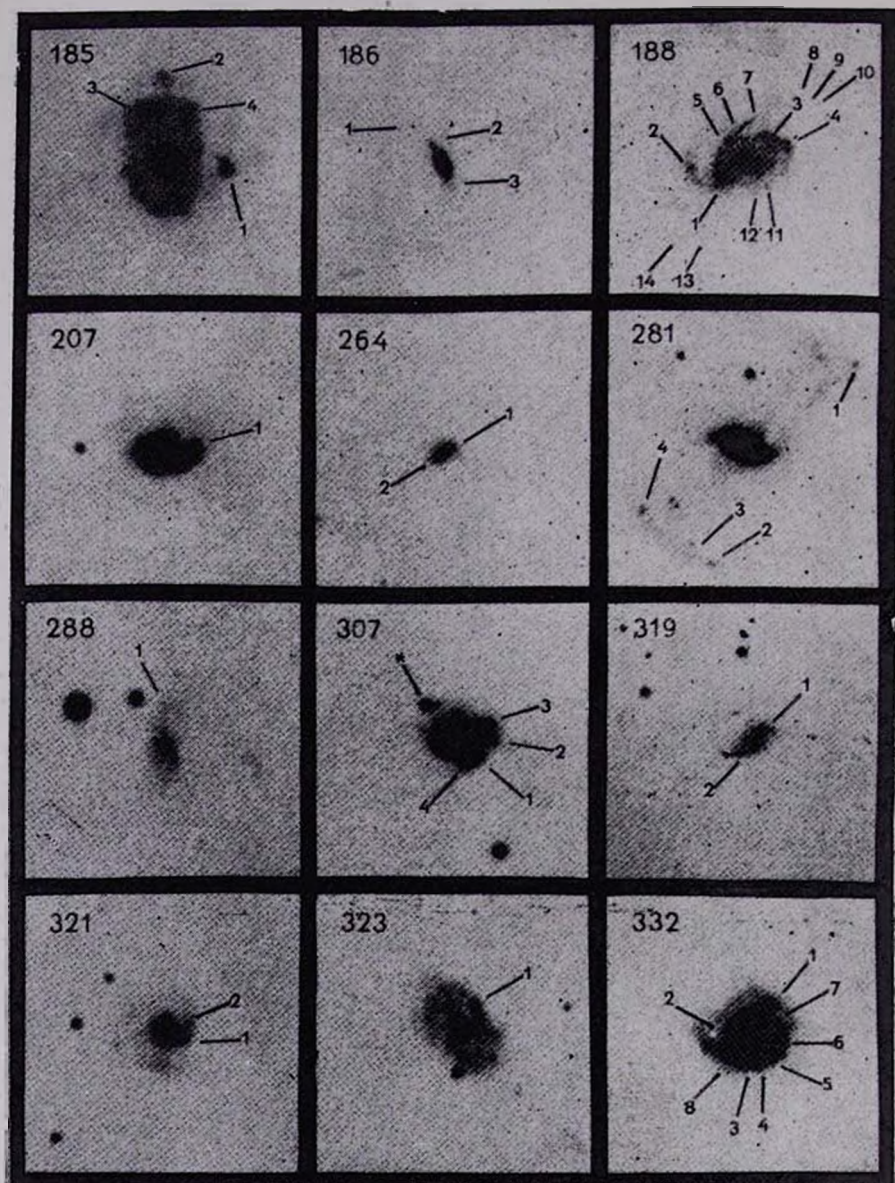
lists of objects with UV continuum on the basis of observational material obtained on 2.6 m and 0.5 m telescopes of the Byurakan Observatory. Altogether a sample of 56 galaxies are listed containing 151 SA. For the 26 galaxies out of 56 the reproductions and descriptions are presented. The dimensions and brightnesses of SA and nuclei are determined as well as the distances of SA from the centre are measured.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
3. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
4. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян, К. А. Саакян, *Сообщ. Бюранской обс.*, 33, 3, 1963.
5. M. J. Valtonen, P. Teerikorpi, A. N. Argue, A. J., 83, 135, 1978.
6. A. S. Sandage; *Ap. J.*, 157, 515, 1969.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, Труды ГАИШ, 32, 1962; Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, Труды ГАИШ, 33, 34, 38, 1963, 1964, 1968.
8. Е. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.
9. А. Т. Каллозян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
10. Ж. Айджан, А. Т. Каллозян, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
11. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
12. J. P. Huchra, *Thesis of Diss., Pasadena*, 1977.
13. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 34, 91, 1978.
14. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.

ГАЛАКТИКИ С УФ-ИЗБЫТКОМ, СОДЕРЖАЩИЕ СА





УДК 524.7.74

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК
С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ

А. А. ЕГИАЗАРЯН

Поступила 10 февраля 1983

Принята к печати 4 августа 1983

Приводится описание 43 галактик с *UV*-избытком. Представлены их фотографии, полученные на ЗТА-2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. Выявлены в них отдельные морфологические детали, сгущения, отростки.

1. *Введение.* Исследование галактик с ультрафиолетовым избытком из списков Казаряна [1—3] показывает, что они представляют богатую, разнovidную по морфологии группу весьма интересных галактик, детальное изучение которых представляет немалый интерес. Морфологическое и спектрофотометрическое исследование этих галактик может дать дополнительную возможность продвинуть наши представления о природе и эволюции активных галактик.

Большинство галактик из списков Казаряна [1—3] являются слабыми объектами, их фотографические звездные величины находятся в интервале $15^m - 17^m$. В настоящей статье приведены крупномасштабные фотографии 43 галактик из списков Казаряна и их описание. Выявлены интересные структурные детали, которые на картах Паломарского обзора не различаются.

2. *Наблюдательный материал.* Летом 1980 г. в первичном фокусе телескопа ЗТА-2.6-м Бюраканской астрофизической обсерватории были получены прямые снимки ряда галактик с ультрафиолетовым избытком из трех опубликованных списков Казаряна [1—3], на синих пластинках ORWO Zu-21, с 25-минутными экспозициями (оригинальный масштаб $1 \text{ мм} = 20''$). В программу наших наблюдений были включены лишь те из вышеупомянутых галактик, которые проектируются на небо недалеко друг от друга. Дальнейшее спектроскопическое исследование этих галактик может выявить среди них физические пары.

Ниже приводится подробное описание морфологии наблюдаемых нами галактик, обозначенных согласно нумерации Казаряна (их координаты, 3—833

оценки фотографических звездных величин и вид спектров приведены в [1—3]), а также репродукции галактик (масштаб на снимках $1 \text{ мм} \sim 4''$).

1. № 42 — Сферическая, звездообразная, но по яркости мало выделяющаяся центральная область галактики, с диаметром около $4''$, окружена слабым, еле заметным гало, размерами порядка $6'' \times 20''$, вытянутым по направлению восток—запад. На Паломарских картах галактика выглядит линзообразной. Возможно, это спиральная галактика.

№ 44 — Сферическая, звездообразная центральная область галактики, с диаметром примерно $4''$, как будто окружена тонким, кольцообразным гало, диаметром порядка $6''$, которое в свою очередь входит в слабое, еле заметное линзообразное гало, размерами около $8'' \times 12''$. На Паломарских картах она напоминает эллиптическую галактику.

2. № 49 = MCG 11—19—30 [4] — Спиральная галактика с ярким, сферическим ядром, диаметром примерно $5''$. Спиральные рукава, на которых заметны неоднородности, отходят от центральной части галактики к северу и к югу и прослеживаются от центра галактики до $12''$ по прямой в обе стороны. На Паломарских же картах она напоминает иррегулярную галактику.

№ 50 — Весьма яркая, на вид однородная центральная область галактики, с диаметром примерно $7'' \times 9''$, окружена слабым гало, размерами порядка $12'' \times 22''$. На Паломарских картах она выглядит довольно компактной. Возможно, она является эллиптической галактикой или же галактикой типа S0.

3. № 65 — Спиральная галактика. От компактного, яркого, почти звездообразного ядра галактики, с диаметром примерно $3''$, отходят яркие, четко выраженные спиральные рукава к северу и к югу. Южный рукав намного ярче северного, на первом из них недалеко от ядра заметны три сгущения, а на втором — два, причем второе из них находится на конце ветви и выглядит весьма компактным, почти звездообразным. Рукава прослеживаются примерно до $25''$ от центра галактики по прямой.

№ 66 = NGC 1216 — Спиральная галактика с ярким, звездообразным ядром, диаметром примерно $3''$ и развитыми рукавами. На юго-восточном рукаве заметно одно сгущение, а на северо-западном — три. Оба рукава прослеживаются от центра галактики до $25''$ по прямой.

4. № 79 — Компактная галактика, с диаметром примерно $4''$, имеет звездообразное ядро и неоднородное гало. На Паломарских картах она также выглядит компактной, но не сферической, а слегка вытянутой.

№ 80 — Весьма слабая галактика с размерами примерно $4'' \times 10''$, в центральной области едва заметно ядро и следы выходящих от нее спиральных рукавов. По всей вероятности, является спиральной галактикой, видимой с ребра.

5. № 92 = NGC 6238 — Галактика со сложной структурой, с общими размерами приблизительно $16'' \times 26''$. Ядро галактики состоит из двух ярких сгущений, от которых отходят спиральные рукава. Северное сгущение более компактное и ярче, чем южное (южное сгущение, по всей вероятности, состоит из двух компонентов). Спиральные рукава отходят от ядра к северо-востоку и юго-западу, но они довольно слабо выражены. На юго-западном рукаве находится яркое, компактное, звездообразное сгущение.

№ 96 = NGC 6244 — Спиральная галактика, имеющая размеры примерно $10'' \times 90''$, с яркой центральной частью, размерами около $8'' \times 16''$, сложной структуры.

6. № 117 — Очень слабая галактика, с общими размерами примерно $5'' \times 10''$. Скорее всего спиральная, видимая с ребра, но четкого ядра не замечается.

№ 118 — Не яркая, сферическая галактика, с диаметром порядка $10''$, с явными неоднородностями. Яркость заметно уменьшается от центра сферы к краям. В центре галактики как будто заметно ядро, которое сочетается с баром, тянущимся от востока к западу. Возможно, спиральная галактика с перемычкой.

7. № 126 — Очень слабая, спиральная галактика с низкой поверхностной яркостью, размерами примерно $16'' \times 30''$, в центре которой заметно сравнительно яркое ядро. Возможно, в северной части галактики есть маленькая неоднородность наподобие сгущения.

№ 127 — Круглая по форме галактика с диаметром около $20''$, но совершенно несимметричная и неоднородная по яркости. Западная часть центральной области галактики гораздо ярче восточной. С восточной стороны наблюдается сгущение.

8. № 131 = MCG 10—25—16 [4] — На снимке галактика имеет размеры $8'' \times 20''$. Центральная, более яркая часть галактики как будто разделяется на две сферические области, а окружающее ее гало по своим неоднородностям напоминает спиральные рукава. Но галактика слабая, все детали в ней размыты, так что, возможно, она и спиральная.

№ 132 = MCG 10—25—17 [4] — На снимке диффузная, сферическая галактика с диаметром порядка $24''$, без каких-либо определенных ярких структурных деталей.

Эта пара входит в список [4] как взаимодействующая.

9. № 135 = NGC 6376 = VII Zw 712 = MCG 10—25—25 [4] — Центральная часть галактики состоит из трех сферических, ярких сгущений, расположенных по одной линии с юга на север. Но сгущения имеют разные размеры, их диаметры растут от северного к южному и, соответственно, равны приблизительно 4", 6", 8". От центральной области галактики отходят отростки к юго-востоку и северо-западу. Первый из них четкий, прямолинейный, второй — размытый, общая протяженность их порядка 32".

№ 136 = NGC 6377 = MCG 10—25—26 [4] — На снимке галактика чечевицеобразная, размерами порядка 10"×30", но с ярким ядром. Часть, обращенная к галактике № 135, более протяженная и более яркая. Вероятно, спиральная галактика.

Эти галактики в списке [4] значатся как взаимодействующие, с перемычкой.

10. № 148 — Диффузная галактика неопределенной формы, без каких-либо ярких структурных деталей.

№ 149 — Весьма яркое, компактное, почти звездообразное ядро галактики, с диаметром примерно 6", окружено слабым, овальным гало, с общими размерами порядка 16"×22".

11. № 151 — Галактика с двумя сгущениями в центре. Как будто спиральная галактика с перемычкой, причем северная ее ветвь более слабая, чем южная.

№ 153 — Слабая, неоднородная по яркости галактика, с размерами примерно 22"×40", напоминающая биполярную кометарную туманность со слабым, звездообразным ядром.

12. № 158 — Слабая, протяженная спиральная галактика, ее размеры порядка 10"×60". Наблюдается слабое, едва заметное ядро.

№ 159 = NGC 6472 — Яркое, компактное, звездообразное ядро галактики, диаметром примерно 8", окружено овальным, кольцеобразным гало, протяженным по направлению север—юг. Возможно, спиральная галактика с перемычкой.

13. № 169 — По-видимому, спиральная галактика, с размерами примерно 10"×18". Внутри галактики заметно ядро.

№ 170 — От яркого, сферического ядра галактики, диаметром примерно 5", отходят спиральные рукава к северу и к югу. Северная ветвь к периферии раздваивается, а на южной четко заметно сгущение. Ветви прослеживаются до 12" по прямой от центра галактики по обе стороны.

14. № 195 — Слабая галактика, имеющая размеры примерно $8'' \times 12''$, без каких-либо структурных деталей. Яркость к центру слабо растет, возможно, в центре существует сгущение.

№ 196 — Спиральная галактика, видимая с ребра, со слабым ядром и размерами примерно $5'' \times 7''$.

№ 197 — Самая яркая галактика в этой группе, с размерами около $6'' \times 12''$. Внутри галактики заметно яркое, компактное, звездообразное ядро, диаметром примерно $5''$.

15. № 198 = NGC 6636 = VII Zw 790 — Протяженная, весьма неоднородная галактика, размеры порядка $18'' \times 120''$. Центральная яркая часть галактики состоит из отдельных сгущений, от которых к северу и к югу как будто стходят клочковатые рукава неоднородной яркости. Вероятно, спиральная галактика.

№ 199 — Весьма яркая галактика, непосредственно соприкасается с предыдущей галактикой. Компактная, почти звездообразная центральная область галактики, диаметром примерно $8''$, окружена слабым, овальным гало, размерами примерно $10'' \times 16''$.

Близкие по значению красные смещения этих двух галактик дают основание для предположения об их физической связи. Возможно, что № 199 является сверхассоциацией в галактике № 198 [3].

16. № 205 — От центрального, звездообразного ядра галактики, диаметр которого около $3''$, отходят три спиральные рукава, прослеживающиеся по прямой до $10''$ от центра галактики.

№ 206 — Яркая, компактная, звездообразная галактика, имеющая размеры около $6'' \times 8''$. По распределению яркости однородная, без структурных деталей.

17. № 207 = NGC 6677 = VII Zw 814 = MCG 11—22—55 [4] — Сферическая, яркая галактика, диаметром примерно $10''$, ядро которой как будто разделяется на две части. Возможно, галактика с двумя ядрами.

№ 208 = NGC 4763 = MCG 11—22—56 [4] — Весьма яркая, компактная галактика однородной поверхностной яркости, без каких-либо структурных деталей, размеры примерно $12'' \times 14''$. Возможно, что это эллиптическая галактика.

№ 209 = MCG 11—22—57 [4] — Яркая, спиральная галактика с двумя рукавами и рядом сгущений. На рукавах, которые отходят от центральной области, напоминающей восьмерку, заметны яркие, компактные сгу-

щения (на восточном рукаве два сгущения и на западном — три). Общая протяженность рукавов с востока на запад примерно $45''$.

18. № 234 — Яркая компактная, почти звездообразная центральная часть галактики, размерами примерно $6'' \times 7''$, погружена в слабое, эллиптическое гало, размеры которого около $16'' \times 20''$.

№ 235 — Галактика четко разделяется на два, совершенно разного рода составляющих. Западный ее компонент сферический; очень яркая, компактная центральная область его, с диаметром около $3''$, окружена слабым, сферическим гало, диаметр которого порядка $11''$. Восточный компонент вытянутый, размерами примерно $4'' \times 10''$.

19. № 315 = MCG 4—54—7 [5] — Эта и следующая галактика входят в одну группу весьма ярких галактик. Сферическая, яркая, компактная центральная область галактики, диаметр которой примерно $8''$, окружена слабым, сферическим гало, диаметром порядка $12''$. Возможно, эллиптическая галактика.

№ 316 — Яркая, компактная, звездообразная галактика, диаметром примерно $6''$, без заметного гало. Она является самым ярким членом вышеупомянутой группы галактик.

20. № 346 = NGC 7769 — Яркая, спиральная галактика, имеющая общие размеры примерно $70'' \times 80''$, с разобращенными спиральными рукавами, состоящими из отдельных сгущений. В центре галактики находится яркое, компактное, почти звездообразное ядро, с диаметром около $9''$, а спиральные рукава как будто состоят из ряда близких друг к другу звездных ассоциаций, расположенных строго в рукавах.

№ 347 = NGC 7770 — Весьма яркая, компактная галактика, с размерами порядка $12'' \times 16''$. На Паломарских картах она выглядит довольно однородной, но вероятнее всего она содержит в центральной области два сгущения, которые являются ядрами галактики.

№ 348 = NGC 7771 — Спиральная галактика, с размерами примерно $40'' \times 120''$, с ярким, звездообразным ядром и баром. В перемычке четко видны сгущения, вероятно представляющие собой звездные ассоциации. От концов перемычек выходят тонкие и слабые спиральные рукава и простираются довольно далеко.

3. Заключение. В статье приведены морфологические описания 43 галактик с UV-избытком и их фотографии, полученные на телескопе ЗТА-2.6-м Бюраканской астрофизической обсерватории.

Известно, что визуальные описания снимков могут быть необъектив-

ны. Для того, чтобы избежать субъективных оценок, все изображения этих галактик были обработаны на автоматическом микроденситометре PDS Бюраканской обсерватории и получены их изоденсы. На рис. 7 приведены картины изоденс только для восьми галактик (№ 49, 65, 92, 135 и 136, 209, 347 и 348). Если в случае галактик № 65, 209 спиральная структура не вызывает сомнений и в них хорошо видны сгущения, то в случае галактик № 49, 347, центральные области которых выглядят на картах Паломарского обозрения совершенно компактными и однородными, наши наблюдения дают возможность видеть сложную структуру их ядерных областей (ядерная область галактики № 49 явно разделяется на три области, а галактика № 347 имеет двойное ядро, см. рис. 7). Центральная область галактики № 92 состоит из трех областей, как и у галактики № 135, тогда как галактика № 136 явно эллиптическая. В случае же галактики № 347 мы имеем дело с достаточно сложной и составной спиралью.

Имеющийся наблюдательный материал наглядно показывает широкие возможности телескопа ЗТА-2.6-м Бюраканской обсерватории для более детального морфологического исследования и для выявления структурных деталей в интересных галактиках.

Статистика имеющегося материала показывает, что галактики с UV-избытком по морфологии весьма разнообразны. Среди вышеупомянутых 43 галактик примерно 60% спиральные, 25% — эллиптические, а 15% — компактные. Но определенно можно сказать, что большинство из них имеют заметно выделяющиеся ядерные области или же сгущения.

Спектрофотометрическое исследование этих галактик даст возможность выявить многие их физические особенности.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Э. Е. Хачикяну за ценные советы и С. В. Зарацянну за помощь при получении изоденситометрических картин.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS

A. A. YEGIAZARIAN

The description of 43 galaxies with UV excess are presented. The photos of these galaxies have been obtained with 2.6 m telescope of the Byurakan observatory. The morphological details and condensations are brought to light.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. II, М.

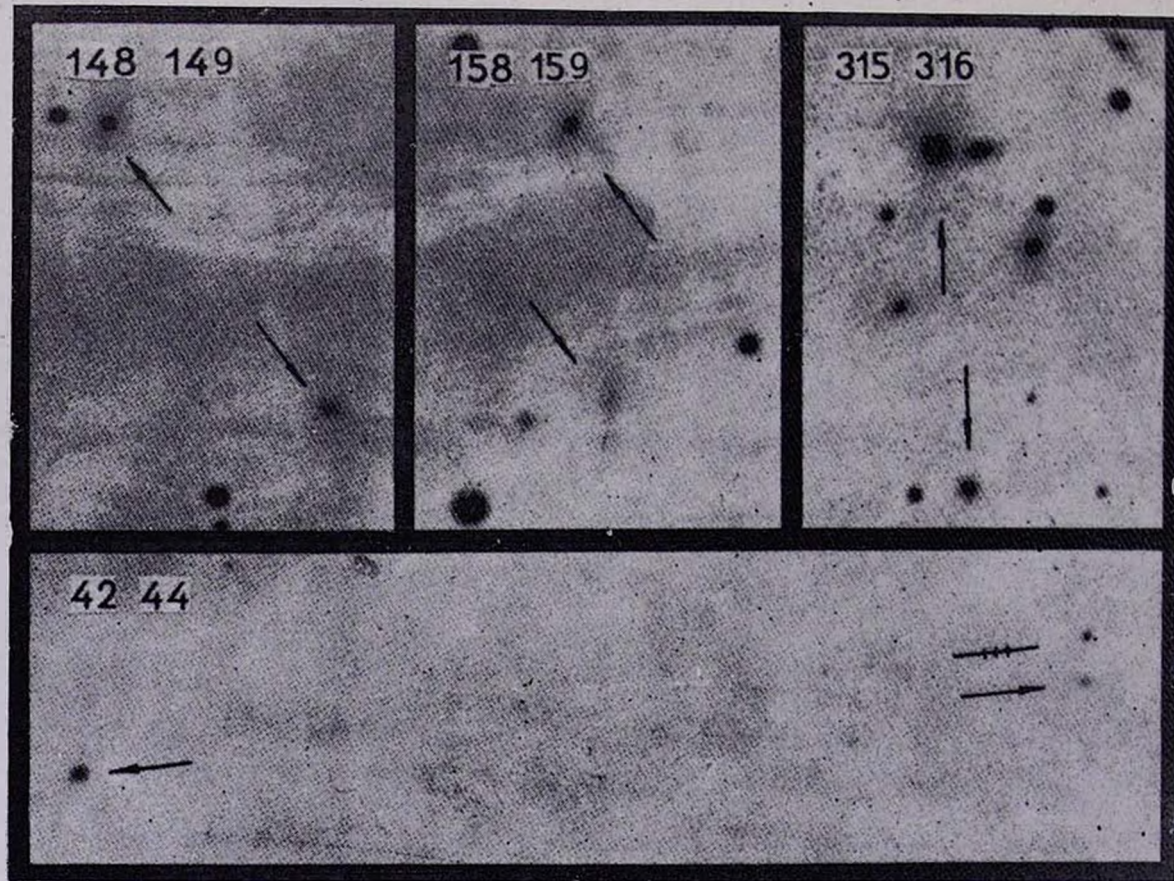


Рис. 1. Репродукции галактик № 148, 149, 158, 159; 315, 316; 42, 44.

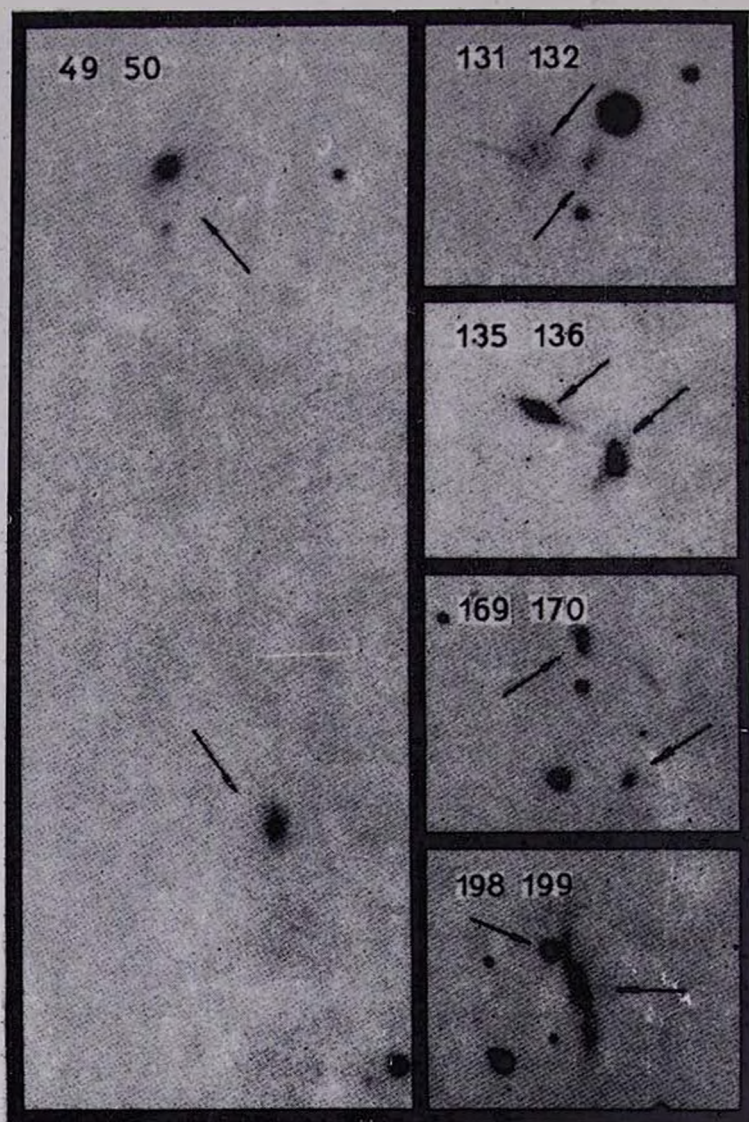


Рис. 2. Репродукции галактик № 49, 50; 131, 132; 135, 136; 169, 170; 198, 199.

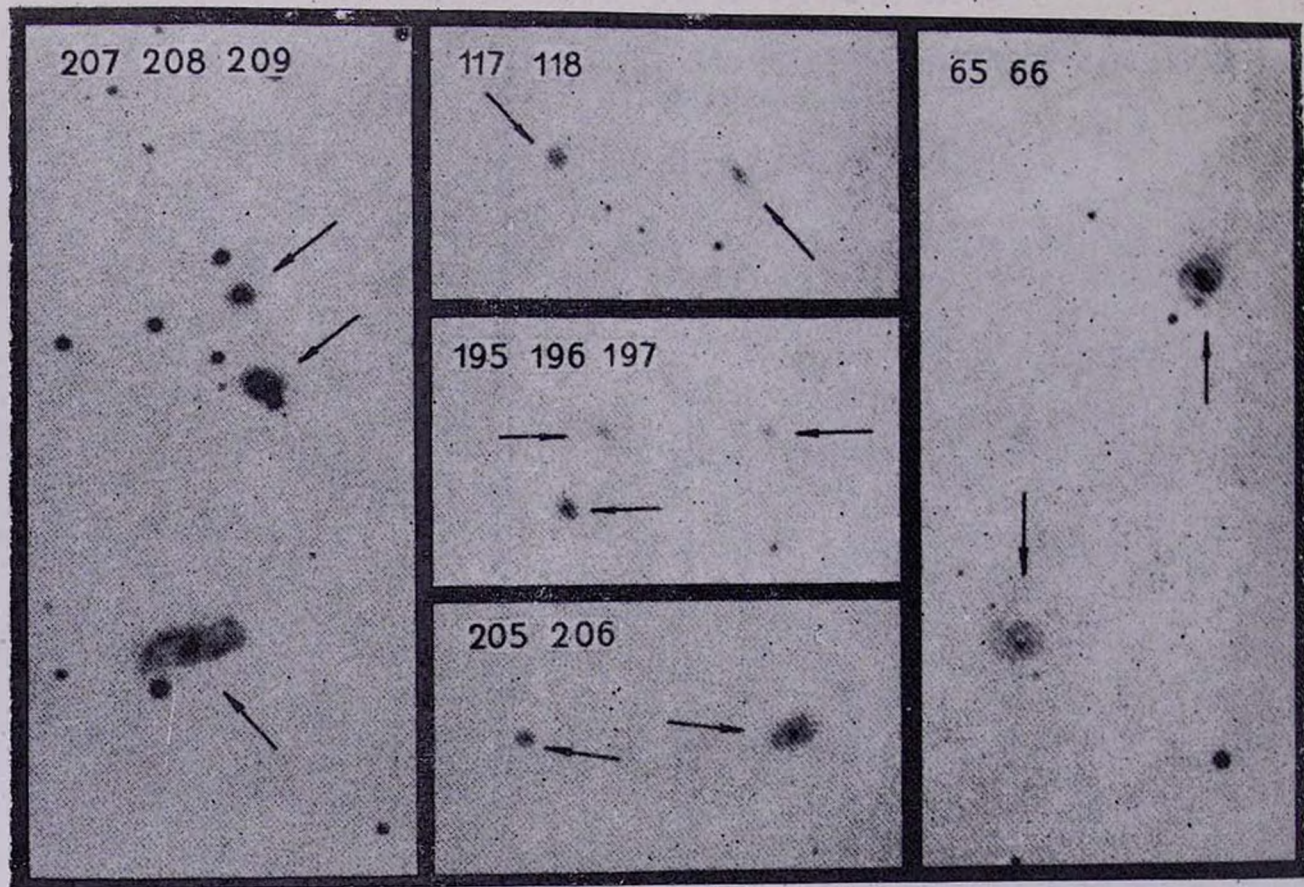


Рис. 3. Репродукции галактик № 207, 208, 209; 117, 118; 195, 196, 197; 205, 206, 65, 66.

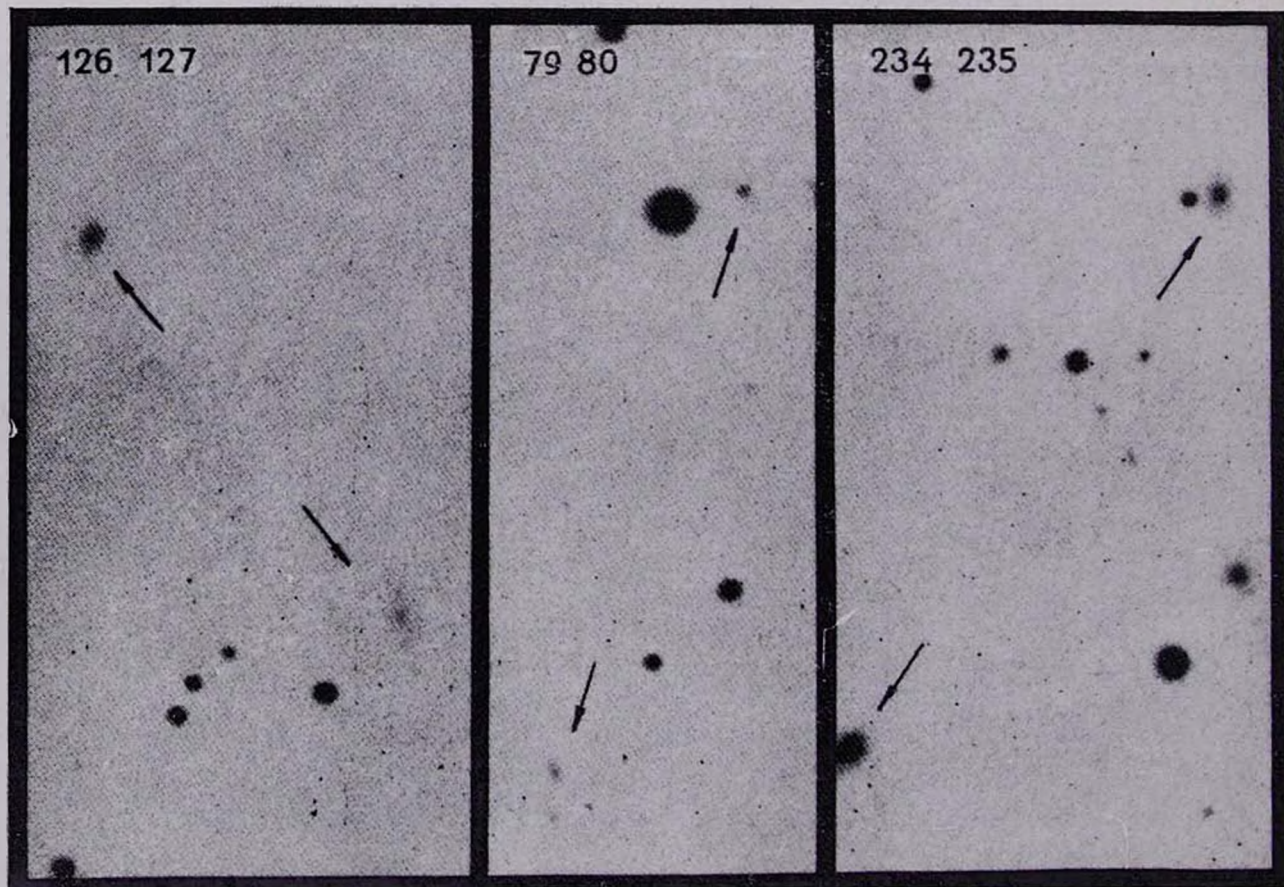


Рис. 4. Репродукции галактик № 126, 127; 79, 80; 234, 235.

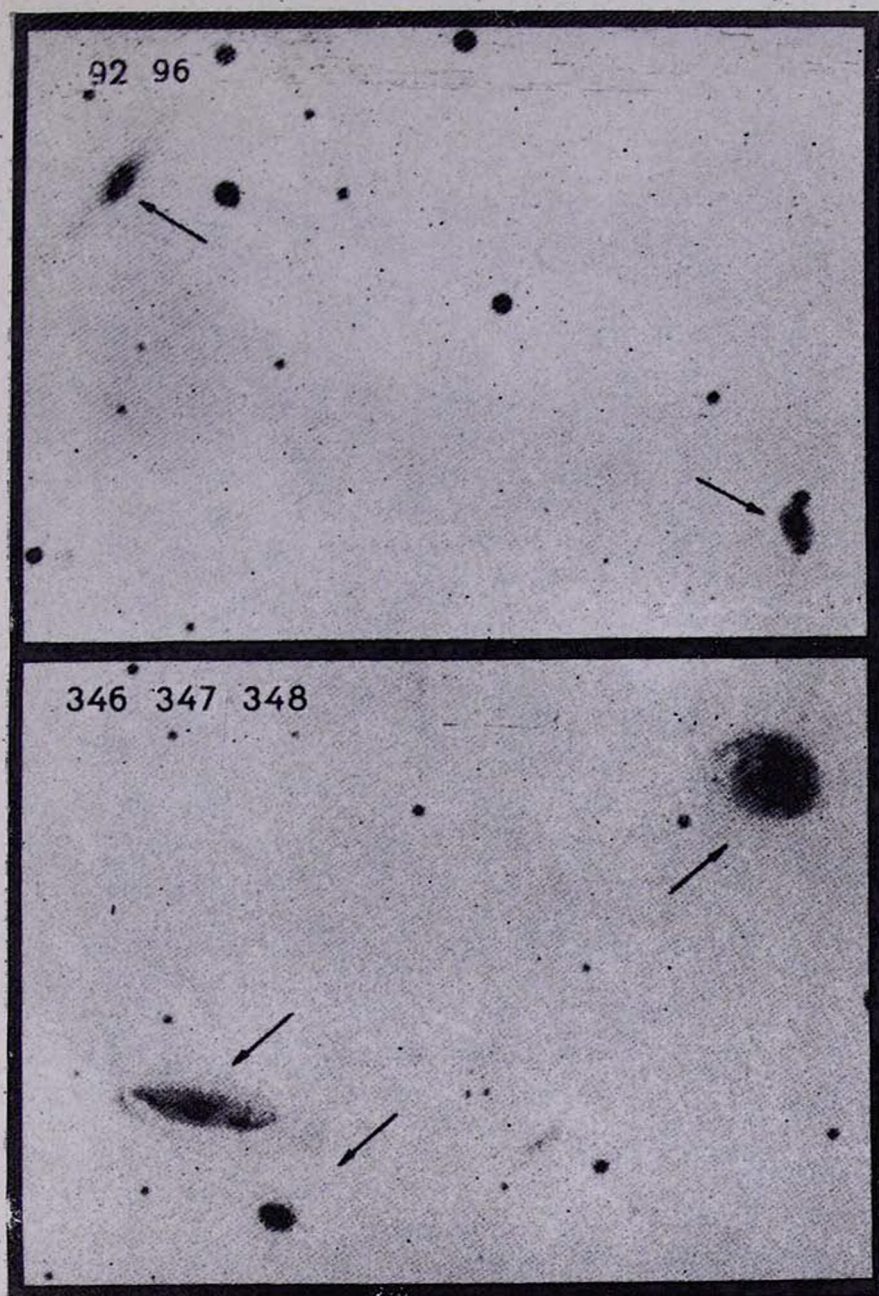


Рис. 5. Репродукции галактик № 92, 96; 346, 347, 348.

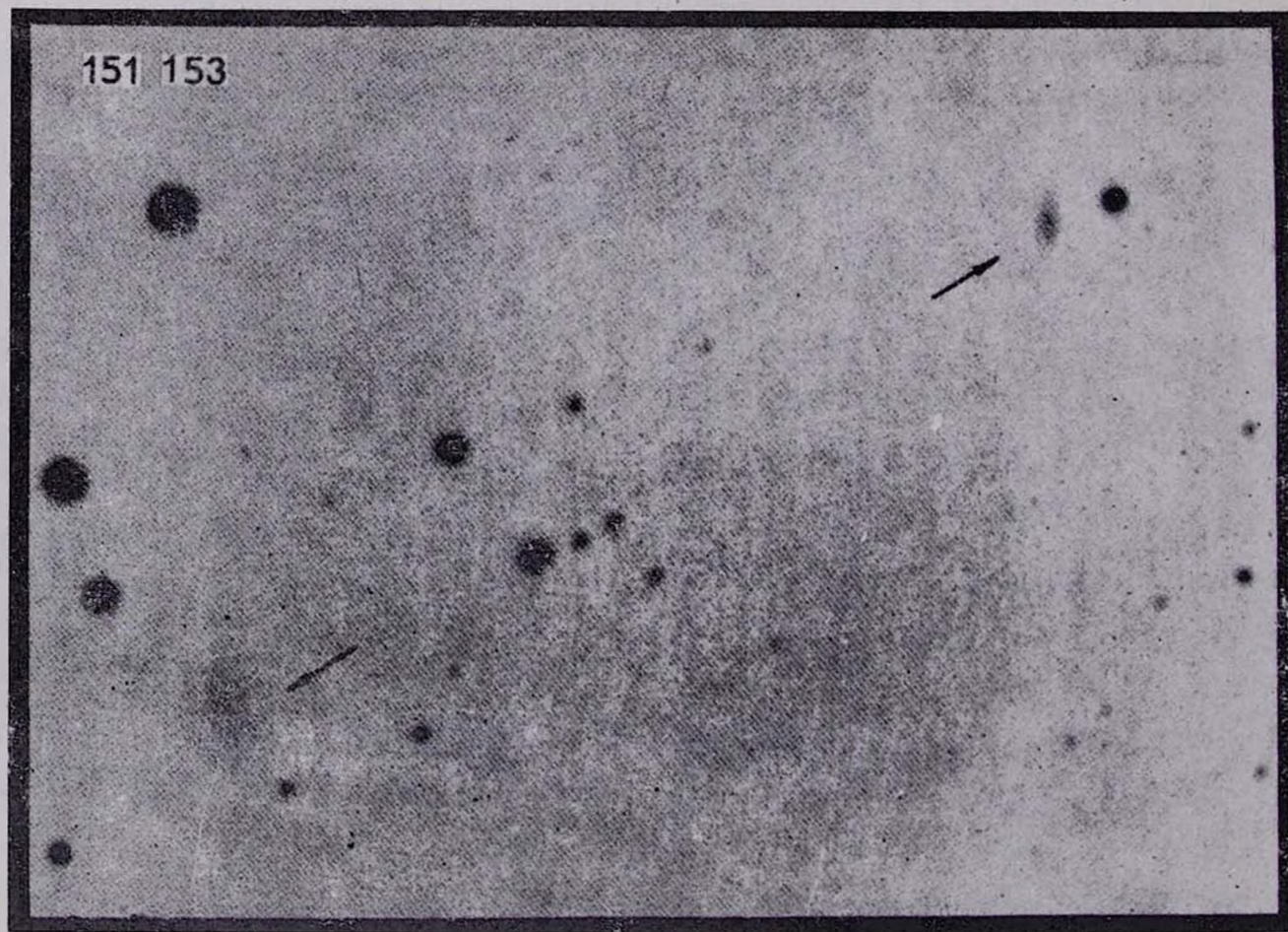


Рис. 6. Репродукции галактик № 151, 153,

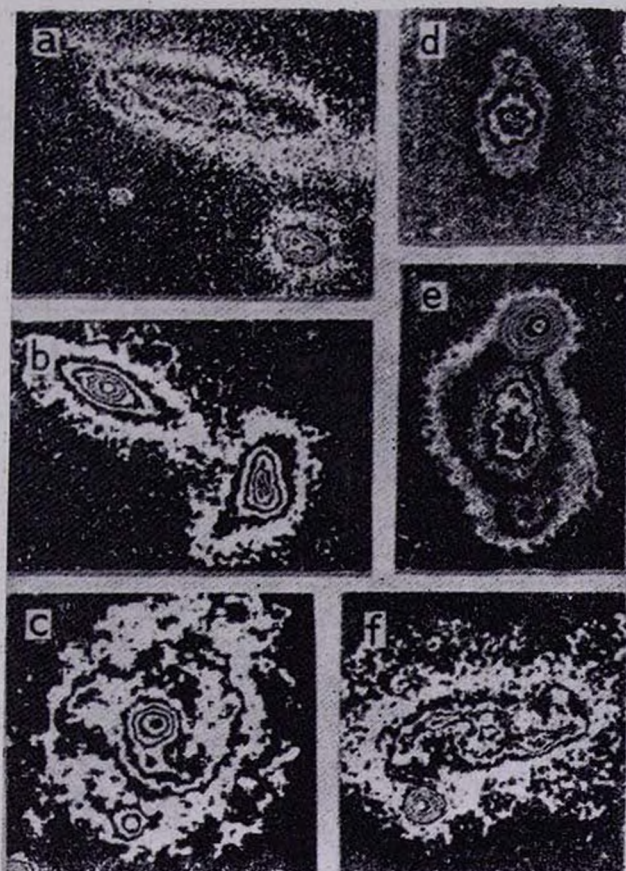


Рис. 7. Картины изоденс галактик № 347, 348; 135, 136; 65; 49; 92; 209.

К ст. А. Егнazarян

· УДК 524.7.842 ·

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.

I. ПОЛЕ $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = + 59^\circ 00'$

Б. Е. МАРКАРЯН, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 30 мая 1983

Приводится первый список объектов второго Бюраканского спектрального обзора площадки размерами $4^\circ \times 4^\circ$, с центром $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = + 59^\circ 00'$. Он содержит данные о 107 пекулярных по физической природе объектах и галактиках и 11 голубых звездах. Наблюдения проведены на 40—52" телескопе системы Шмидта БАО с набором трех объективных призм на очувствленных в азоте эмульсиях «Kodak» IIIaJ и IIIaF. Кратко приводится методика наблюдений и отбора объектов, которая сохранила все особенности методики первого обзора, но распространена на более слабые величины. Предельная величина второго обзора доходит до 19—20^m. На этой площадке обнаружены: 11 кандидатов в QSO и семь сейфертовских галактик, 11 BSO, 29 галактик с значительным УФ-континуумом и 56 эмиссионных галактик без заметного УФ-излучения. Поверхностная плотность QSO и Sy до 19^m порядка 1,5 на квадратный градус. Поверхностная плотность эмиссионных галактик более пяти на квадратный градус.

1. *Введение.* Новый — второй Бюраканский спектральный обзор неба, как уже отмечалось в [1], позволяет производить отбор и предварительное изучение пекулярных по природе излучения внегалактических объектов до 19—19^m.5. Увеличение предела на 2—2^m.5 величины, достигнутое путем усовершенствования методики прежнего обзора [2], значительно увеличивает количество обнаруживаемых пекулярных объектов. Изучение показывает, что при новом обзоре на каждой площадке, покрывающей поле $4^\circ \times 4^\circ$, выявляются не менее ста различного рода пекулярных по физической природе объектов. Поэтому мы нашли целесообразным списки обнаруживаемых объектов и результаты их низкодисперсионной спектроскопии, проводимой с объективными призмами, публиковать для каждого поля в отдельности. В этой статье приводятся результаты обзора площадки с координатами центра $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = + 59^\circ 00'$.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились на 40—52" телескопе системы Шмидта в сочетании с набором трех объективных призм. Для рассматриваемого поля было получено около десяти спектральных снимков на ги-

персенсбилизированных в азоте пластинках IIIaJ и IIIaF как с полутораградусной, так и трех и четырехградусными призмами в сочетании со светофильтрами, выделяющими небольшие участки спектра вокруг λ 5000 и λ 6500 соответственно. Дисперсии при упомянутом сочетании телескопа и объективных призм у H_1 составляют 1800, 900 и 280 А/мм соответственно.

Экспозиции при применении полутораградусной призмы колебались в пределах 30—60 минут, а при применении трех и четырехградусных призм со светофильтрами, доходили до двух-трех часов.

Предельная величина звезд и звездных объектов на снимках, полученных с полутораградусной призмой, колеблется в пределах 18.5—19^m, на удачных пластинках нередко наблюдаются и спектры объектов 19.^m5. Предельная величина на снимках, полученных с трех и четырехградусными призмами в сочетании со светофильтрами, на полвеличины больше.

3. *Отбор пекулярных объектов.* Имея красную и голубую области спектра с почти одинаковым спектральным разрешением и предельной величиной, доходящей до 19—20^m, можно попытаться отбирать и классифицировать исследуемые объекты. Красная область спектра заметно повышает эффективность обзора для эмиссионных галактик с малыми красными смещениями и дает возможность уверенного отбора QSO для определенных значений красных смещений. Отличием нашего нового обзора от проводимых ныне является, во-первых, наличие красной области спектра; во-вторых, теперь отбор объектов нами ведется как по наличию УФ-континуума, так и по присутствующим в спектре эмиссионным линиям. Отбор объектов только по сильным эмиссионным линиям в синей области спектра приводит к тому, что эффективно отбираются объекты определенного интервала красных смещений [3]. Проводя же отбор объектов по характерному распределению энергии в непрерывном спектре (наличие УФ-континуума), можно надеяться обнаружить объекты различных значений красных смещений. В частности, можно обнаружить объекты в таком «трудно-наблюдаемом» интервале красных смещений, как, например, $0.1 < z < 0.3$, а также обнаружить объекты с красными смещениями, больше 3.4.

Путем тщательного изучения спектров на полученных снимках нами производится отбор пекулярных объектов нижеследующих типов:

а) галактики со значительным или заметным избытком излучения в ультрафиолете (УФ). Отбор их производится по наличию в спектре значительного или заметного УФ-континуума;

б) эмиссионные галактики без заметного УФ-излучения. Отбор их производится по наличию в спектре эмиссионных линий и отсутствию заметного УФ-континуума;

в) кандидаты в квазизвездные объекты QSO и родственные им объекты сейфертовского типа (Sy). Отбор их производится по особенностям распределения энергии в непрерывном спектре и иногда по обнаруживаемым в спектрах характерным для них эмиссионным линиям;

г) голубые звездные объекты (BSO), которые, в отличие от голубых звезд, имеют плоский континуальный спектр. Среди них, как показывают исследования объектов первой выборки [1], встречаются как реальные квазизвездные и сейфертовского типа объекты, так и DC карлики и субкарлики, а также строго звездообразные галактики;

д) голубые звезды (BS). Отбор их производится по особенностям распределения энергии в непрерывном спектре и по характерным для части из них линиям поглощения. Среди последних относительно уверенно распознаются белые карлики.

4. *Список пекулярных объектов.* Данные об обнаруженных в рассматриваемой площадке пекулярных объектах, вместе с результатами низкодисперсионной спектроскопии, выполненной с помощью набора трех объективных призм, приведены в табл. 1. В таблице последовательно даны: 1 — порядковый номер, 2 — обозначения SBS (The Second Byurakan Survey), 3 и 4 — экваториальные координаты с точностью до минуты дуги для эпохи 1950 г., 5 — угловые размеры в секундах дуги, 6 — глазомерные оценки видимой звездной величины в голубых лучах (B). Звездные величины ярче 15^m.7 в основном взяты из каталога Цвикки [4], 7 — обзорный тип объекта.

Галактики, как и при первом обзоре, по структуре разделяются на два основных типа — конденсированные и диффузные, обозначаемые соответственно через «s» и «d». Первые отличаются резким звездообразным спектром, вторые — диффузным спектром с размытыми краями. Введены также промежуточные типы «sd» и «ds». Наличие эмиссии отмечается буквой «e», в сомнительных случаях «e:».

Кроме того, отобранные галактики разделяются еще на два типа — галактики с повышенным УФ-излучением и эмиссионные галактики без заметного УФ-излучения. В трехбалльной системе цифрами 1, 2 и 3 отмечается интенсивность ультрафиолетовой части спектра галактик с повышенным УФ-излучением, указывающая на наличие соответственно сильного, умеренного и слабого УФ-избытка в излучении галактик*. Основные типы эмиссионных галактик без заметного УФ-излучения приводятся в табл. 1 без вышеуказанных цифр.

* Цифрой 1 отмечаются галактики, у которых УФ в спектре распространяется дальше λ 3727, цифрой 3 отмечаются галактики, у которых УФ только приближается к λ 3727. Промежуточные случаи отмечаются цифрой 2.

Таблица 1

№	Название	Координаты		Размеры	m_B	Обзорный тип
	SBS	α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1	1113+593	11 ^h 13 ^m .6	+59°23'	12×8"	17 ^m	ds2e
2	1114+598	11 14.0	+59 49	8	16.2	ds2e
3	1114+587	11 14.4	+58 47	10×8	17.5	de
4	1115+607	11 15.4	+60 47	12×6	17.0	sd3e
5	1115+609	11 15.4	+60 58	6	18.5	BSO
6	1115+585	11 15.6	+58 35	14×12	17.5	de
7	1115+589	11 15.8	+58 54	16×13	15.4	dso
8	1116+604	11 16.0	+60 29	4	18.5	sde
9	1116+583 A	11 16.0	+58 20	12×9	15.7	Sy:
10	1116+597	11 16.1	+59 42	6	18	sde:
11	1116+603	11 16.4	+60 21	8	16.5	QSO
12	1116+609	11 16.4	+60 55	17×11	15.6	dse+sde
13	1116+610	11 16.6	+61 05	7	18.5	QSO
14	1116+583 B	11 16.7	+58 21	3	19.5	dse
15	1117+605	11 17.7	+60 34	6	17.5	BSO
16	1118+610	11 18.2	+61 02	8	17.5	sd3e
17	1118+586	11 18.4	+58 37	7×5	17	ds3e:
18	1118+609	11 18.5	+60 56	8	17.5	QSO
19	1118+587	11 18.6	+58 45	4	18.5	de
20	1118+578 A	11 18.6	+57 53	7	17.5	d3e
21	1118+578 B	11 18.7	+57 51	12×8	16.5	dse
22	1119+601	11 19.2	+60 08	9×7	17.5	d2e
23	1119+600 A	11 19.2	+60 02	12	17.5	dse:
24	1119+583	11 19.7	+58 18	14×8	17.5	dse:
25	1119+600 B	11 19.8	+60 04	7	18	de:
26	1119+612	11 19.8	+61 13	7	18.5	QSO
27	1119+586	11 19.9	+58 37	4	19.5	de
28	1120+606	11 20.2	+60 36	9×6	18	dse
29	1120+597	11 20.3	+59 47	6	18	de
30	1120+591	11 20.7	+59 11	7	18	de:
31	1120+586	11 20.9	+58 39	5	18.5	BSO
32	1121+586 A	11 21.1	+58 39	5×3	18.5	de:
33	1121+586 B	11 21.3	+58 38	10×7	17	sd3e
34	1121+612	11 21.3	+61 17	4	18.5	QSO
35	1121+606	11 21.5	+60 37	7	18	BSO
36	1121+594	11 21.7	+59 26	5	19	QSO
37	1121+595	11 21.7	+59 32	4	19	QSO

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
38	1122+590 A	11 ^h 22 ^m 0	+59°05'	4"	18 ^m .5	de
39	1122+575	11 22.1	+57 32	7	17.5	ds2e
40	1122+610	11 22.4	+61 03	5	18.5	se
41	1122+590 B	11 22.4	+59 04	4	18.5	dse
42	1122+594	11 22.9	+59 26	8	16.5	BSO
43	1123+598	11 23.0	+59 48	6	18	BSO
44	1123+576	11 23.2	+57 37	7	16.5	sd1e
45	1124+610	11 24.3	+61 00	7	17	ds1e
46	1124+580	11 24.4	+58 00	9×6	17.5	sde
47	1124+599	11 24.5	+59 55	14	14	sde:
48	1124+575	11 24.9	+57 31	15×8	17	de
49	1125+584	11 25.5	+58 26	6	17.5	QSO
50	1125+581	11 25.9	+58 07	25×11	15.5	Sy:
51	1126+586	11 26.2	+58 38	9×6	17.5	ds3e
52	1126+581	11 26.5	+58 07	4	19	BSO
53	1127+575	11 27.0	+57 34	8	16	Sy
54	1127+581	11 27.2	+58 10	12	16.5	sd2e
55	1128+574	11 28.0	+57 25	5	18	QSO
56	1128+579	11 28.1	+57 56	4	18.5	BSO
57	1128+577	11 28.4	+57 45	12×8	17.5	de
58	1128+573	11 28.5	+57 20	5	18.5	sde
59	1128+610	11 28.7	+61 03	6	18	de
60	1129+576	11 29.2	+57 39	8	17	de
61	1129+577	11 29.3	+57 43	7	15.3	de
62	1126+575	11 29.7	+57 32	16×14	15	sde
63	1131+577	11 31.1	+57 47	7	18	d3e:
64	1131+573	11 31.8	+57 21	14×8	17	ds3e:
65	1132+573	11 32.5	+57 18	5	19	QSO
66	1132+578	11 32.5	+57 52	5	18	sd2e
67	1132+579	11 32.6	+57 55	28×15	14.8	se
68	1133+572	11 33.1	+57 14	10	16	Sy
69	1133+605	11 33.2	+60 32	18×8	17.5	de:
70	1133+602	11 33.4	+60 15	40×20	14.9	sde
71	1133+584	11 33.6	+58 29	12	14.3	dse
72	1133+612	11 33.8	+61 15	14×7	18	sd2e
73	1133+597	11 33.8	+59 43	13×8	17.5	sd2e
74	1134+577	11 34.3	+57 42	7	18	dse
75	1134+575	11 34.6	+57 34	10	17	sde:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
76	1135+598	11 35. ^m 0	+59°53'	4"	19 ^m	de
77	1135+575	11 35.1	+57 34	10	17	sde:
78	1135+579	11 35.4	+57 55	8	17.5	BSO
79	1135+601	11 35.4	+60 10	7	18	sde
80	1136+575	11 36.0	+57 30	6	18.5	QSO
81	1136+579	11 36.1	+57 59	9×6	16.5	Sy
82	1136+595	11 36.2	+59 30	6	17	Sy
83	1136+594	11 36.4	+59 29	9	16	Sy
84	1136+580	11 36.5	+58 03	16×14	16.5	dse:
85	1136+607	11 36.5	+60 47	6	18	se
86	1137+591	11 37.0	+59 08	8×4	18.5	de
87	1137+588	11 37.5	+58 53	6	18.5	dse
88	1137+589	11 37.7	+58 55	6	18	se
89	1138+584	11 38.6	+58 26	6	18	BSO
90	1139+593	11 39.2	+59 19	6	18	BSO
91	1139+573	11 39.3	+57 18	12	17.5	ds2e:
92	1139+601	11 39.9	+60 06	9×6	18	se
93	1140+600 A	11 40.0	+60 04	10	17	sd2e
94	1140+600 B	11 40.6	+60 00	9×6	18	sde:
95	1140+574	11 40.7	+57 25	9	17	sd2e:
96	1141+576	11 41.4	+57 40	4	19	sde:
97	1141+588	11 41.6	+58 48	8×6	18	de:
98	1142+587	11 42.0	+58 45	7	18	sde:
99	1142+591	11 42.5	+59 11	6	18	dse:
100	1142+592	11 42.8	+59 15	5	18.5	dse
101	1143+588	11 43.2	+58 48	18×14	15.5	de:
102	1144+590	11 44.2	+59 00	18×9	17.5	de
103	1144+591	11 44.5	+59 09	12×10	16.5	d2e
104	1144+608	11 44.6	+60 51	7	18	de
105	1144+605	11 44.6	+60 34	28	13.9	se:
106	1145+501	11 45.0	+60 10	17	15.3	dse
107	1146+604	11 46.1	+60 28	23×16	15.0	de

5. Описание объектов

1113 + 593 — Овальная, голубая. На низкодисперсионных спектрах наблюдаются умеренной интенсивности H_{α} и N_{II} , соответствующие $z = 0.035$.

1114 + 598 — Тесно-двойная система с расстоянием между компонентами

порядка 7". Голубая. Данные относятся к SW компоненту. На обзорных снимках наблюдаются $N_1 + N_2 + H_3$ и $\lambda 3727$. VII Zw 384 [5].

- 1114 + 587 — Овальная, очень голубая. На обзорных снимках наблюдаются очень сильные H_2 , [S II] и N_1 , соответствующие $z = 0.005$.
- 1115 + 607 — По-видимому, двойная, в противном случае — пекулярная спираль.
- 1115 + 609 — Очень голубой звездный объект.
- 1115 + 585 — Овальная, голубая. По обзорным снимкам как будто тесно-двойная. Наблюдается слабая H_α с $z = 0.005$.
- 1115 + 589 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. Вытянута по δ . На наших снимках наблюдается слабая H_α с $z = 0.025$. МКГ 10—16—110.
- 1116 + 604 — Сферическая, очень голубая. На обзорных снимках H_2 не наблюдается, в зеленой области при $\lambda 5200$ наблюдается эмиссия, по-видимому, N_1 .
- 1116 + 583 A — Сфероидальная. На наших снимках наблюдается очень сильная H_α с $z = 0.030$. По распределению энергии в непрерывном спектре можно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Обзорный тип s 1e. МКГ 10—16—111.
- 1116 + 597 — Сфероидальная, очень красная. На обзорных снимках намечается H_α .
- 1116 + 603 — Голубая. В синей области спектра, на низкодисперсионных снимках наблюдается эмиссионная линия. Возможно, квазизвездный объект.
- 1116 + 609 — На картах Паломарского обозрения сфероидальная. По обзорным снимкам тесно-двойная, с расстоянием между компонентами $\sim 5''$. NE компонент имеет сильную H_α , у SW компонента эмиссия H_α слабее. МКГ 10—16—114.
- 1116 + 610 — Чрезвычайно голубой объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре, возможно, квазизвездный объект.
- 1116 + 583 B — Сферическая, очень голубая. На обзорных снимках наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_2 и N_1 , соответствующие $z = 0.010$.
- 1116 + 605 — Голубой звездный объект.
- 1118 + 610 — Сферическая, голубая.
- 1118 + 586 — Сфероидальная. Южный компонент пары галактик, расположенных по δ .
- 1118 + 609 — По особенностям распределения энергии в непрерывном

спектре, вероятно, QSO. По-видимому, переменный, интенсивности спектров различаются.

- 1118 + 587 — Овальная, заостренная на западе. На обзорных снимках наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_2 и $[S II]$, соответствующие $z = 0.020$.
- 1118+578 A — Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. По интенсивности спектра уступает звездам таких же изображений.
- 1118+578 B — Овальная. В спектре наблюдается слабая H_2 с $z = 0.010$.
- 1119 + 601 — Овальная, голубая.
- 1119+600 A — Сферическая, голубая. На наших снимках намечается H_2 с $z = 0.025$.
- 1119 + 583 — Сфероидальная. На низкодисперсионных спектрах в зеленой области наблюдается эмиссионная линия, по-видимому, N_1 .
- 1119+600 B — Сферическая. В зеленой области на обзорных спектрах намечается эмиссионная линия, по-видимому, N_1 .
- 1119 + 612 — В ультрафиолетовой части на низкодисперсионных снимках намечается эмиссионная линия. Возможно, квазизвездный объект.
- 1119 + 586 — Кометообразная галактика. Хвост направлен к югу. Ядро очень голубое. На обзорных спектрах намечается H_2 и, по-видимому, N_1 с $z = 0.020$.
- 1120 + 606 — Сфероидальная, с диффузными границами. В зеленой области наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионные линии при $\lambda 5100$ и $\lambda 5300$.
- 1120 + 597 — Сферическая, голубая. Намечается эмиссия при $\lambda 5200$.
- 1120 + 591 — Сферическая, очень красная. Эмиссия намечается при $\lambda 5300$.
- 1120 + 586 — На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. Очень голубая. По интенсивности не уступает звездам таких же изображений. Однако по распределению энергии это скорее галактика.
- 1121+586 A — Вытянута по α . Очень голубая. На обзорных снимках намечается эмиссионная линия в зеленой области.
- 1121+586 B — Сфероидальная. Вытянута почти по δ .
- 1121 + 612 — Очень голубой объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре, возможно, квазизвездный объект.
- 1121 + 606 — Чрезвычайно голубой объект. Не исключено, что QSO.
- 1121 + 594 — Очень голубой объект. На обзорных снимках в синей об-

ласти спектра как будто намечаются эмиссионные линии. Вероятно, QSO.

- 1121 + 595 — Чрезвычайно голубой объект. По особенностям распределения энергии в непрерывном спектре и по намечающимся уплотнениям в синей области на низкодисперсионных снимках, возможно, QSO.
- 1122 + 590 A — Сферическая. На наших снимках намечается эмиссия при λ 5300.
- 1122 + 575 — На картах Паломарского обозрения почти не отличается от звезд. На низкодисперсионных спектрах наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_α , [S II], N_I и λ 3727, соответствующие $z = 0.005$.
- 1122 + 610 — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. Очень голубая. На обзорных спектрах наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_α , N_I и H_β , соответствующие $z = 0.035$.
- 1122 + 590 B — Сферическая, очень голубая. На обзорных снимках наблюдается очень сильная эмиссионная линия при λ 5300.
- 1122 + 594 — Голубой звездный объект.
- 1123 + 598 — На обзорных снимках в синей области намечаются узлы.
- 1123 + 576 — Сферическая, с выступом на западе. Очень голубая. На наших снимках наблюдаются очень сильные H_α , [S II], N_I и λ 3727 с $z = 0.005$.
- 1124 + 610 — Совершенно не отличается от звезд. Очень голубая. На обзорных снимках наблюдаются очень сильные H_α и N_I , соответствующие $z = 0.035$.
- 1124 + 580 — Овальная, голубая. В спектре наблюдается сильная H_α с $z = 0.020$.
- 1124 + 599 — Ядерная область спирали. H_α намечается при $z = 0.020$. МКГ 10—16—142.
- 1124 + 575 — Сфероидальная. Вытянута почти по α . На обзорных спектрах намечается протяженная диффузная H_α с $z = 0.010$.
- 1125 + 584 — На обзорных снимках в УФ части наблюдается эмиссия. По-видимому, переменный объект. Спектральные исследования показали, что это QSO [1].
- 1125 + 581 — Ядерная область спирали типа SBc. По распределению энергии в непрерывном спектре можно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Обзорный тип s2e. Описание щелевого спектра объекта приведено в [1].
- 1126 + 586 — Южный член тройной системы галактик. Овальная.
- 1126 + 581 — Голубой, совершенно звездный объект.
- 1127 + 575 — Сферическая, сильно конденсированная галактика. Обзор-

ный тип s2e. По распределению энергии в спектре, можно ожидать наличия сейфертовских особенностей. На наших снимках наблюдается сильная H_{α} с $z = 0.035$.

- 1127 + 581 — Сферическая. На обзорных снимках наблюдается сильная H_{α} с $z = 0.035$.
- 1128 + 574 — В УФ части на обзорных спектрах наблюдается эмиссия. Описание щелевого спектра и регистрируемая программа приведены в [1]. Квазизвездный объект.
- 1128 + 579 — Голубой звездный объект.
- 1128 + 577 — Овальная. В зеленой части спектра как будто намечается эмиссия.
- 1128 + 573 — Сферическая, очень голубая. На низкодисперсионных спектрах наблюдаются очень сильные H_{α} и N_{II} , соответствующие $z = 0.005$.
- 1128 + 610 — Сферическая, очень красная. Наблюдается эмиссия при $\lambda 5200$.
- 1129 + 576 — Головка очень голубой кометообразной галактики. Головка состоит из двух сгущений. В спектрах обоих сгущений наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_{α} , N_{II} и H_{β} , соответствующие $z = 0.005$. МКГ 10—17—11.
- 1129 + 577 — Плотные образования в центральной части расстроенной спирали. Наблюдаются очень сильные H_{α} , N_{II} и H_{β} у двух ярких сгущений «а» и «с», соответствующие $z = 0.005$. Сгущение «в», по-видимому, является звездой.
- 1129 + 575 — Сфероидальная. Наблюдается слабая H_{α} с $z = 0.030$.
- 1131 + 577 — Сферическая диффузная галактика.
- 1131 + 573 — Сфероидальная.
- 1132 + 573 — На низкодисперсионных спектрах в ультрафиолетовой части намечается сгущение. Вероятно, квазизвездный объект.
- 1132 + 578 — Почти не отличается от звезд. Голубая. На обзорных спектрах наблюдаются сильные H_{α} и N_{II} , соответствующие красному смещению 0.030.
- 1132 + 579 — Ядерная область яркой галактики. На наших снимках наблюдается очень сильная и протяженная H_{α} с $z = 0.030$. МКГ 10—17—19.
- 1133 + 572 — Ядерная область спирали. Обзорный тип s2e. На низкодисперсионных снимках наблюдается очень сильная эмиссия при $\lambda 5300$. По распределению энергии в непрерывном спектре можно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Результаты спектральных исследований приведены в [1].

- 1133 + 605 — Сфероидальная, очень голубая. Вытянута с NW на SE. H_α намечается при $z = 0.015$. МКГ 10—17—22.
- 1133 + 602 — Сфероидальная. В спектре наблюдается слабая H_α с $z = 0.010$. NGC 3740.
- 1133 + 584 — Сфероидальная. Вытянута по δ . На обзорных снимках наблюдаются сильные H_α , N_1 и λ 3727, соответствующие $z = 0.005$.
- 1133 + 612 — Ядерная область сфероидальной галактики. Очень голубая. Наблюдаются умеренной интенсивности H_α и N_1 , соответствующие $z = 0.040$.
- 1133 + 597 — Сфероидальная. На низкодисперсионных спектрах наблюдаются сильные H_α и [S II], соответствующие красному смещению 0.010.
- 1134 + 577 — Сферическая, очень красная. На обзорных снимках наблюдаются умеренной интенсивности H_α , с $z = 0.010$.
- 1134 + 575 — Сферическая, красная. На наших снимках намечается H_α с $z = 0.035$.
- 1135 + 598 — Ядерная область диффузной галактики. Очень голубая. В красной области намечается H_α , в зеленой области наблюдается сильная N_1 .
- 1135 + 575 — Сферическая. В зеленой области намечается эмиссия при λ 5300.
- 1135 + 579 — Голубой звездный объект.
- 1135 + 601 — Почти не отличается от звезд. На обзорных снимках в в красной части намечается H_α , в зеленой части наблюдается эмиссия, по-видимому, N_1 .
- 1136 + 575 — На низкодисперсионных снимках в синей и ультрафиолетовой частях спектра намечаются узлы. Возможно, квазизвездный объект.
- 1136 + 579 — Овальная. Обзорный тип s 1. По распределению энергии в непрерывном спектре можно уверенно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Спектральные исследования показывают, что это Sy 1. [1].
- 1136 + 595 — На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. Обзорный тип s 1e. По распределению энергии в непрерывном спектре можно уверенно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Исследования показали, что это сейфертовская галактика первого типа [1].
- 1136 + 594 — Почти не отличается от звезд. Голубая. Обзорный тип s1e. По распределению энергии в непрерывном спектре можно уверенно ожидать наличия сейфертовских особенностей. Регистрограмма и описание щелевого спектра опубликована.

- ны в [1]. Сейфертовская галактика промежуточного типа.
- 1136 + 580 — Овальная. В красной области спектра намечается H_α .
- 1136 + 607 — Сферическая. На обзорных снимках наблюдается слабая H_α с $z = 0.010$.
- 1137 + 591 — Сферическая. Наблюдаются слабая H_α и N_I с $z = 0.010$.
- 1137 + 588 — Сферическая. На низкодисперсионных снимках намечается H_α и эмиссия при $\lambda 5200$, по-видимому, N_{II} , соответствующие $z = 0.025$.
- 1137 + 589 — Сферическая. На обзорных снимках наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_α и N_{II} , соответствующие $z = 0.005$.
- 1138 + 584 — Голубой звездный объект. Не исключено, что это QSO.
- 1139 + 593 — Очень голубой объект. Вероятнее всего, квазизвездный объект.
- 1139 + 573 — Сферическая.
- 1139 + 601 — Сфероидальная, голубая. Наблюдаются умеренные H_α и N_I с $z = 0.040$.
- 1140 + 600 A — Сферическая, с диффузными границами. Голубая. Имеет звездное ядро.
- 1140 + 600 B — Сфероидальная, очень красная. H_α намечается при $z = 0.035$.
- 1140 + 574 — Почти сферическая.
- 1141 + 576 — Сферическая, голубая. На обзорных снимках намечается H_α и эмиссия при $\lambda 5150$, по-видимому, N_{II} , соответствующие $z = 0.030$.
- 1141 + 588 — Овальная. В зеленой области намечается эмиссия, по-видимому, N_I .
- 1142 + 587 — Сферическая, очень красная. В зеленой части намечается эмиссия.
- 1142 + 591 — Сферическая. На обзорных снимках H_α не наблюдается. В зеленой области спектра при $\lambda 5200$ намечается эмиссионная линия.
- 1142 + 592 — Сферическая. При $\lambda 5200$ намечается эмиссионная линия.
- 1143 + 588 — Овальная. На низкодисперсионных спектрах наблюдается слабая диффузная малококонтрастная H_α с $z = 0.005$.
- 1144 + 590 — Сфероидальная. Вытянута почти по α . На обзорных снимках намечаются диффузные и протяженные H_α и $[S II]$, соответствующие $z = 0.015$.
- 1144 + 591 — Овальная, голубая. Наблюдается слабая H_α с $z = 0.010$.
- 1144 + 608 — Сферическая, очень красная. На обзорных снимках наблюдаются слабые H_α и N_{II} , соответствующие красному смещению 0.025.

- 1144 + 605 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. МКГ 10—17—68.
- 1145 + 601 — Почти сферическая. На наших спектрах наблюдаются умеренной интенсивности H_α и $[S II]$, соответствующие $z = 0.005$. МКГ 10—17—72.
- 1146 + 604 — Овальная с короной. На NW галактики, на расстоянии $6''$ от центра, находится звездообразный объект 17^m . В спектре самой галактики на низкодисперсионных снимках наблюдается умеренной интенсивности H_α со значением красного смещения 0.010.

Галактики, у которых подозревается наличие сейфертовских характеристик, обозначаются общепринятым символом Sy. Кандидаты в квази-звездные объекты обозначаются через QSO, а голубые звездные объекты — через BSO. При сомнительных случаях эти обозначения отмечаются двумя точками.

К табл. 1 даны описания спектральных и морфологических особенностей включенных в нее объектов. В них приводятся и приближенные (с точностью 0.005) значения красных смещений галактик, когда они меньше 0.043. Эти оценки получены по положению линий H_α , а иногда и $[S II]$ в отношении длинноволнового конца спектра на обзорных снимках. При $z > 0.043$ H_α выходит за пределы длинноволнового конца спектра ($\lambda 6850$), а по другим эмиссионным линиям, наблюдаемым в синей области спектра, красные смещения галактик по ряду причин определяются слишком грубо, поэтому они не приводятся, а констатируется лишь наличие эмиссионных линий.

В табл. 2 приведен список голубых звезд, обнаруженных в рассматриваемой области. Принимая во внимание их слабость по яркости, следует полагать, что они в большинстве случаев являются белыми карликами и субкарликами.

К статье прилагаются также карты отождествления для всех объектов табл. 1 и 2, отпечатанные с голубых карт Паломарского обзора.

6. *Обсуждение результатов.* Из табл. 1 и 2 видно, что в рассматриваемой площадке обнаружено 107 пекулярных галактик и объектов и 11 голубых звезд. Их распределение по типам приведено в табл. 3.

Кроме указанных объектов на этой площадке обнаружены несколько сверхассоциаций в спиральных галактиках NGC 3642, 3669 и МКГ 10—17—6.

Отметим, что предел на снимках рассматриваемой площадки доходит до $19^m.5$. Но реальный предел обзора, по-видимому, $18^m.5$. Мы включили в табл. 1 всего лишь несколько галактик $19-19^m.5$ и несколько кандидатов

в QSO — 19^m . Это объясняется тем, что отбор объектов слабее $18^m.5$ у нас производится недостаточно уверенно. А проверить подозреваемую природу объектов слабее $18^m.5$ на больших телескопах мы пока не имеем возможности. Поэтому мы включаем в список объекты слабее $18^m.5$ в том случае, когда их природа не вызывает серьезных сомнений.

Таблица 2

№	Название SBS	Координаты		m_B
		α_{1950}	δ_{1950}	
1	1119+587	$11^h 19^m.5$	$+58^\circ 46'$	$17^m.5$
2	1120+601	11 20.0	$+60 07$	18
3	1123+612	11 23.1	$+61 12$	18
4	1124+612	11 24.1	$+61 17$	17.5
5*	1125+596	11 25.1	$+59 36$	16.5
6	1129+589	11 29.5	$+58 55$	18
7	1135+585	11 35.1	$+58 32$	15.5
8	1138+596	11 38.5	$+59 37$	17
9	1139+583	11 39.8	$+58 23$	18.5
10	1144+603	11 44.1	$+60 21$	18
11	1144+599	11 44.7	$+59 56$	17

* На обзорных снимках у объектов № 5, 7 и 11 наблюдаются широкие линии поглощения, по-видимому, они являются белыми карликами.

Таблица 3

Тип	Галактики			QSO	BSO	BS.	Всего
	с УФ-избытком	Sy	без УФ-избытка				
Количество	22	7	56	11	11	11	118

Таким образом, до предельной величины 19^m на этой площадке обнаружено 18 реальных кандидатов в квазизвездные и родственные им объекты сейфертовского типа, так что на каждый квадратный градус приходится более одного объекта указанного типа, без учета возможных QSO и Sy среди голубых звездных объектов. С учетом последних, поверхностная плотность этих объектов может дойти до 1.5 на квадратный градус. Эта оценка поверхностной плотности сравнима с результатами других обзоров [6]. Предварительная обработка двух-трех других площадок показывает, что поверхностная плотность квазизвездных и сейфертовских объектов в них больше поверхностной плотности рассматриваемой площадки. Это сви-

детельствует о значительной эффективности нашего нового обзора для выявления квазизвездных и сейфертовских объектов.

Другим важным результатом нового обзора является установление интересного факта существования особого класса эмиссионных галактик, не обладающих заметным УФ-излучением. Примеры таких галактик не трудно найти и среди ярких галактик, однако методика первого обзора не позволяла производить отбор галактик этого типа, так как при первом обзоре производился отбор галактик лишь с повышенным УФ-излучением.

Абсолютное большинство галактик с повышенным УФ-излучением, как известно, имеет эмиссионные спектры. Более того, у подавляющего большинства их наблюдаются интенсивные эмиссионные линии. Поэтому при первом обзоре, проведенном на высокочувствительных (крупнозернистых) пластинках II F и IIa F, обнаруживались лишь галактики с интенсивными эмиссионными линиями. А эмиссионные галактики без заметного УФ-излучения в большинстве своем обладают слабыми эмиссионными линиями, поэтому они обнаруживаются с трудом. Однако по количеству они почти в два раза превосходят галактики с повышенным УФ-излучением. Отсюда следует, что галактики с повышенным УФ-излучением составляют треть эмиссионных галактик.

Итак, новый обзор позволяет вести отбор эмиссионных галактик и объектов на более высоком уровне обнаружения, со значительно более слабыми эмиссионными линиями, благодаря применению более высокодисперсионных призм и мелкозернистых эмульсий.

Поверхностная плотность эмиссионных галактик на этой площадке более пяти на квадратный градус, что в два с половиной раза превышает плотность галактик обзора, проводимого в Китт-Пик [7], и более чем на порядок превосходит аналогичные оценки Сьерро-Тололо обзора [3].

Процент эмиссионных галактик от общего числа галактик поля по разным оценкам составляет 20—30% [8, 9]. Отсюда следует, что галактики с повышенным УФ-излучением могут составлять порядка семи процентов галактик поля, что находится в хорошем согласии с результатами независимых расчетов Хукра и Саржента [10] — 5% и Аракеяна [11] — 7%, полученных непосредственно из построенных ими функций светимости для галактик с УФ-континуумом.

К вышеуказанным вопросам, так же, как и к вопросам распределения различного рода пекулярных объектов, авторы намерены вернуться после обработки снимков заметной части запланированной для второго обзора области неба.

В заключение авторы приносят благодарность В. А. Липовецкому за обсуждения и замечания.

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. I. THE RESULTS OF THE AREA CENTRED ON $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = 59^{\circ}00'$

Б. Е. MARKARIAN, J. A. STEPANIAN

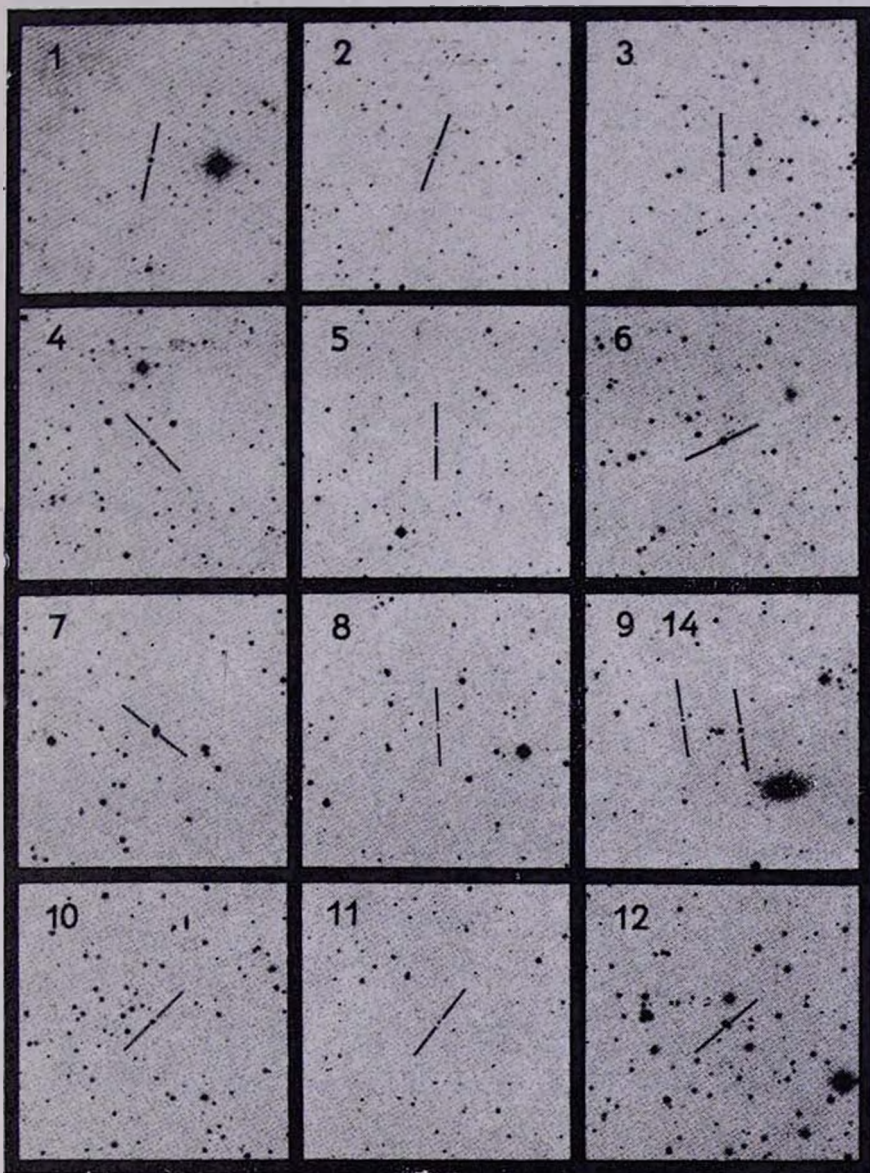
The first list of objects of the second Byurakan survey covering a field of $4^{\circ} \times 4$ degrees and centred on $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = 59^{\circ}00'$ is presented. It contains data on 107, peculiar by their physical nature, galaxies and objects and 11 blue stars. The observations are made with the 40—52" Schmidt telescope of BAO using a set of three objective prisms and nitrogen sensitized IIIaJ and IIIaF Kodak plates. The methods of observations and object selection are briefly presented. They have preserved almost all the characteristics of the methods applied in the first survey, but are elaborated for application on fainter objects. The limiting magnitude of the second survey is 19—20^m. In the given area: 11 candidates for QSO, 7 Seyfert galaxies, 11 BSO, 29 galaxies with significant UV continuum and 56 emission galaxies without significant UV continuum were found. The surface density of QSO and Sy objects till 19^m is about 1.5 on a square degree. The surface density of emission galaxies is superior to five on a square degree.

ЛИТЕРАТУРА

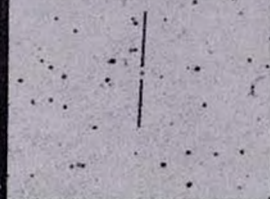
1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 18, 29, 1983.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. M. G. Smith, *Ap. J.*, 202, 591, 1975.
4. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, Switzerland, 4, 1968.
5. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, Switzerland, 1971.
6. L. Woltjer, G. Setti, *ESO Preprint*, 185, 1982.
7. M. Sanduleak, P. Pesch, *A. J.*, 258, L11, 1982.
8. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
9. Э. А. Дубай, *Итоги науки и техники, Сер. Астрономия*, 18, 53, 1981.
10. J. Nagra, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 186, 433, 1973.
11. М. А. Аракелян, *Астрон. ж.*, 51, 730, 1974.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

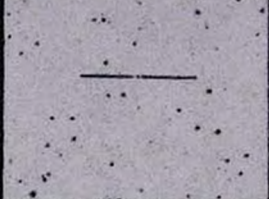
(в голубых лучах). Размеры $16' \times 16'$. Север сверху, восток слева.



13



15



16



17



18



19



20 21



22



23 25



24



26



27



28



29



30



31 32 33



34



35



36 37



38 41



39



40



42



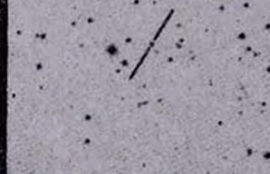
43



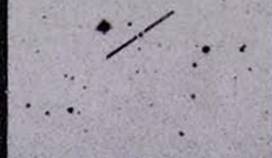
44



45



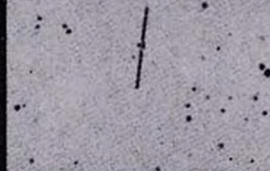
46



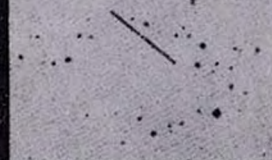
47



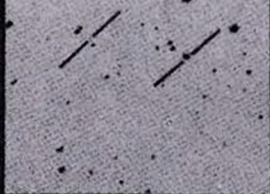
48



49



50 52



51



53



54



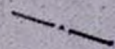
55



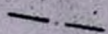
56



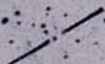
57



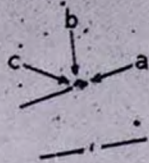
58



59



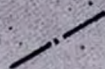
60. 61



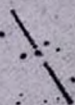
62



63



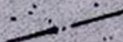
64



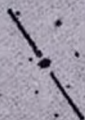
65



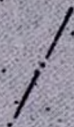
66



67

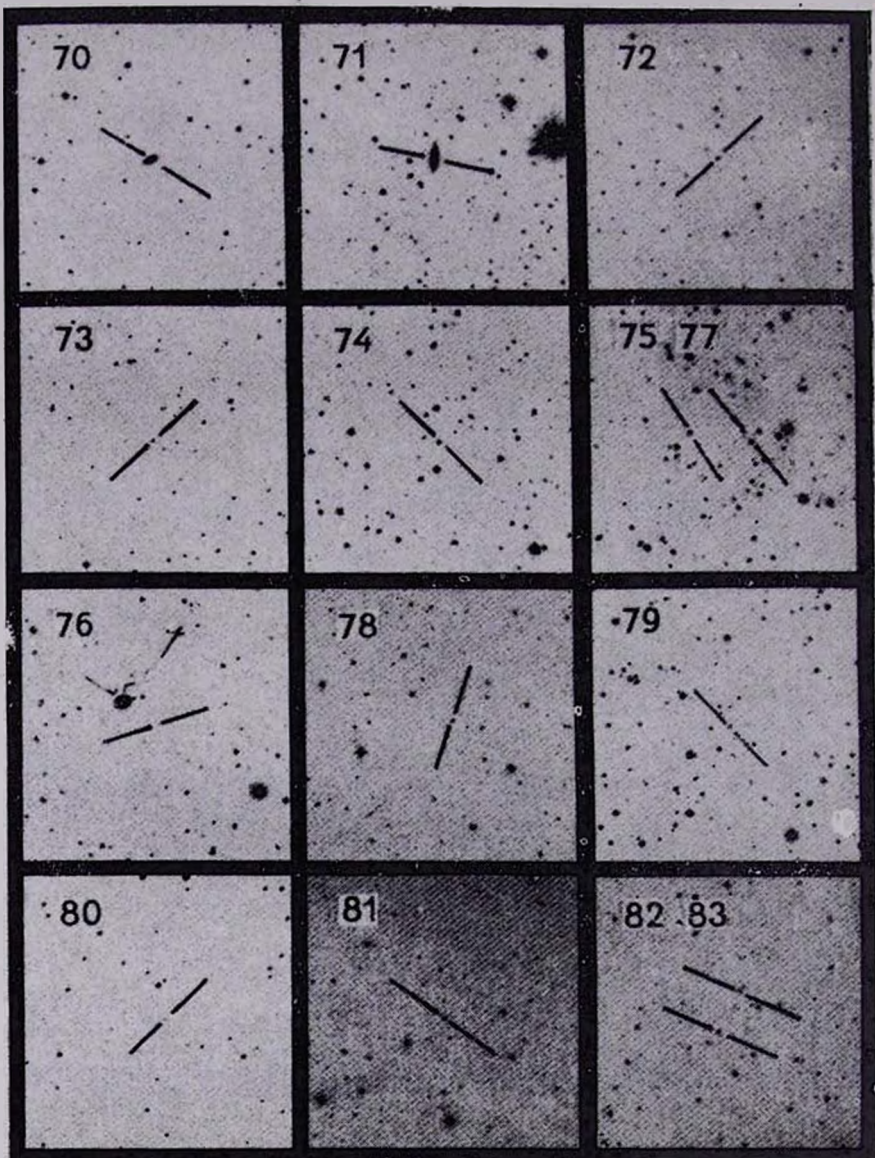


68



69





84



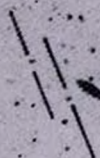
85



86



87 88



89



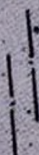
90



91



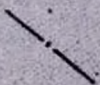
92 93



94



95

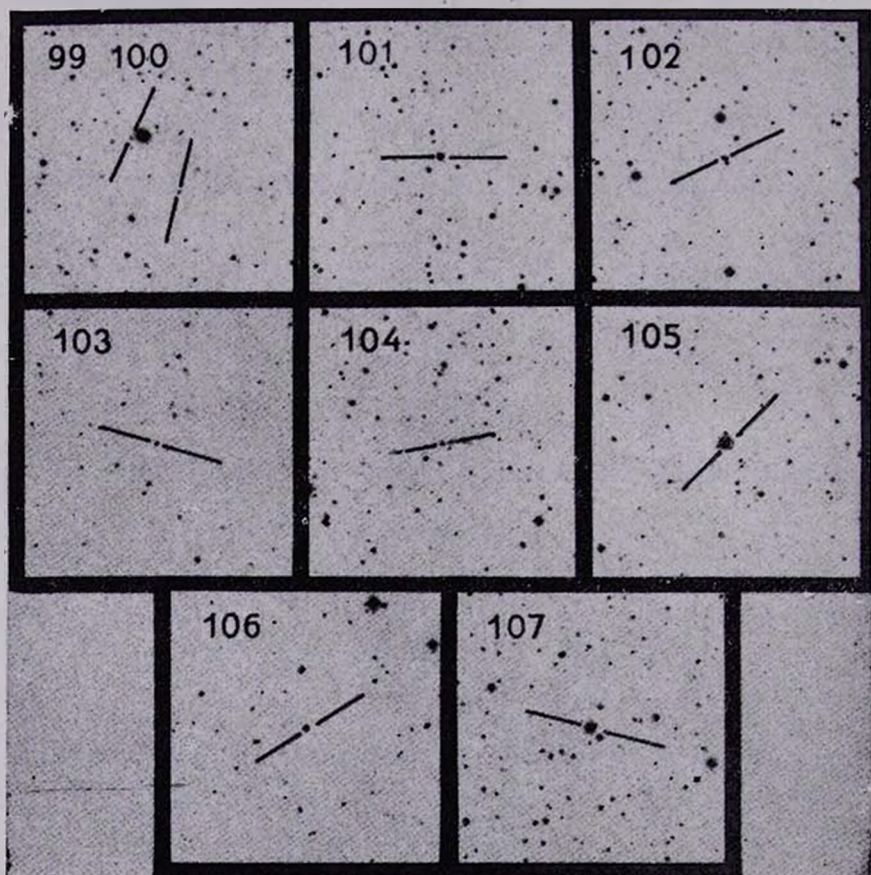


96



97 98

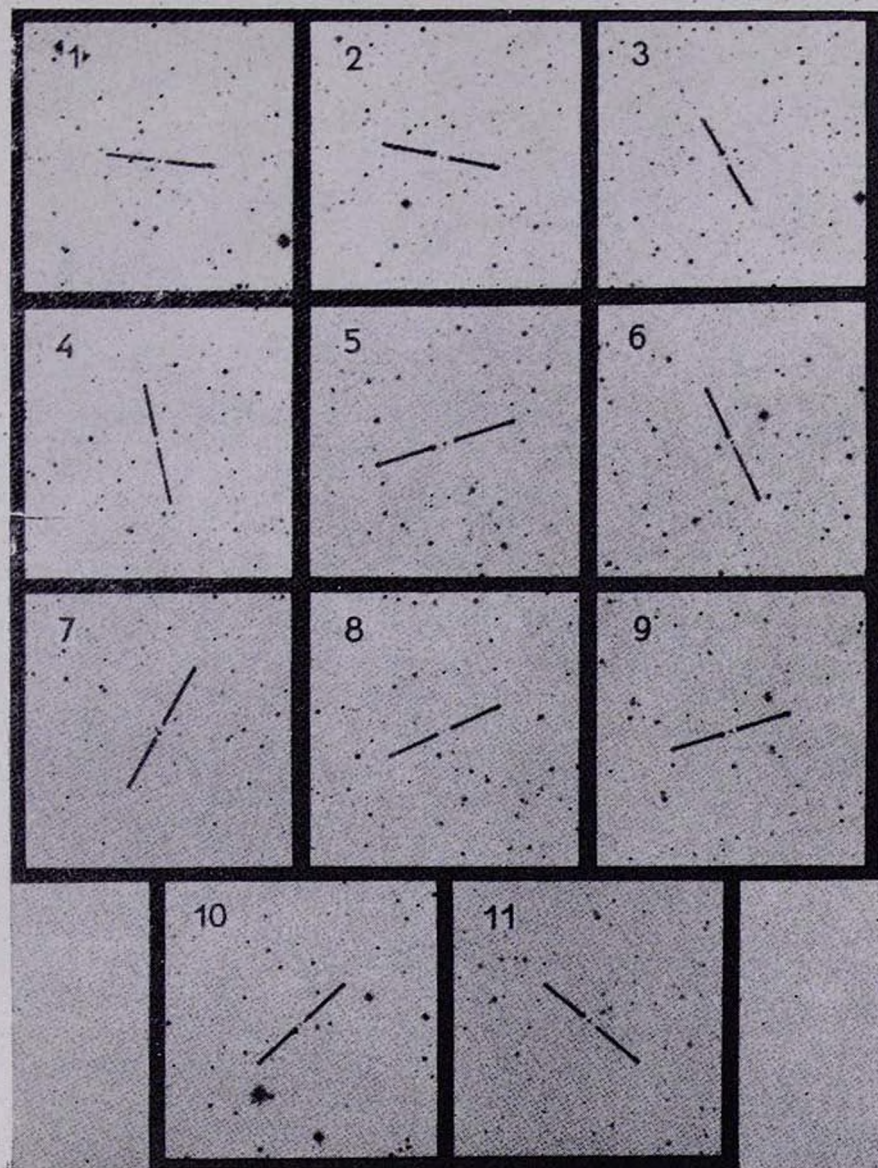




К ст. Б. Маркарян, Дж. Степанян

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗД

(в голубых лучах). Размеры $16'' \times 16''$. Север сверху, восток слева.



УДК 524.7—77

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК
БЮРАКАНСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ
НА ЧАСТОТЕ 102 МГц

В. С. АРТЮХ, М. А. ОГАННИСЯН

Поступила 8 февраля 1983

Принята к печати 4 августа 1983

На частоте 102 МГц проведены наблюдения 131 галактики бюраканской классификации методом мерцаний. Показано, что галактики с более выраженными ядрами имеют большую активность в радиодиапазоне и в них чаще встречаются мерцающие компоненты (с угловыми размерами $\sim 0.4''$). Спектры мерцающих компонентов — крутые.

1. Введение. В работах [1, 2] В. А. Амбарцумяном было высказано предположение о том, что активность галактик связана с их ядрами. В частности, галактики, имеющие более выраженные ядра, являются более яркими в оптическом и радиодиапазонах. Начиная с 1962 г., в Бюраканской обсерватории проведены фотографические наблюдения большого числа (711) галактик, на основании которых была предложена бюраканская классификация центральных частей галактик [3]. Согласно этой классификации все галактики разделены на 6 классов, начиная с галактик совсем не имеющих ядер (1-й класс) и кончая галактиками с четко выраженными звездообразными ядрами (5-й класс).

Наблюдения в сантиметровом диапазоне волн [4—6] показали, что действительно имеется заметная корреляция вида ядер галактик с их активностью в радиодиапазоне. Наблюдения большого числа галактик на волнах 6 см [7], 11 см [8], 13 см [9] и 21 см [10] включали в себя около 300 из 711 галактик бюраканской классификации. Для 40 из них, наблюдавшихся на всех частотах, мы получили спектры, которые можно аппроксимировать степенной зависимостью $S \sim \nu^{-\alpha}$. На рис. 1 приведено распределение галактик по спектральным индексам в сантиметровом диапазоне. Средний спектральный индекс равен $\alpha = 0.8$. Следовательно, можно ожидать заметного радиоизлучения этих галактик и на низких частотах.

На основании этого мы провели исследование радиоизлучения галактик всех шести классов в метровом диапазоне волн на частоте 102 МГц.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились на Большой синфазной антенне (БСА) Физического института АН СССР в г. Пушино [11]. Диаграмма антенны имеет размер $1^\circ \times 0.5^\circ / \cos z$ (z — зенитное расстояние), максимальная эффективная площадь составляет $20\,000 \text{ м}^2$. Частота приема менялась от 102 до 103 МГц для наблюдения источников в максимуме диаграммы антенны по склонению. Постоянная времени 0.6 с, ширина полосы пропускания 1400 кГц, величина аппаратных шумов 0.14 Ян, эффект путаницы (confusion) ~ 1 Ян. Наблюдения проводились методом мерцаний источников на неоднородностях межпланетной плазмы. Разрешающая способность метода ~ 0.1 , что позволило исследовать тонкую структуру ядер галактик. Методика наблюдений и их обработки приведена в [12]. Плотности потоков оценивались относительно источников из 3С-каталога, как описано в [13].

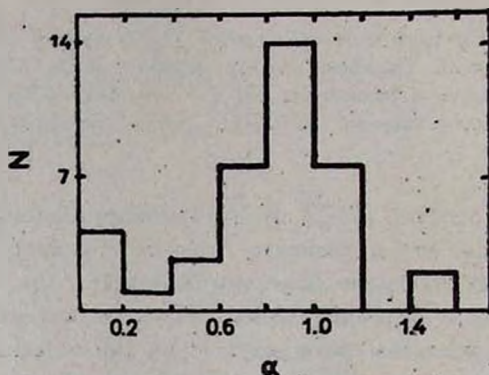


Рис. 1. Распределение галактик по спектральным индексам в сантиметровом диапазоне.

3. *Результаты наблюдений.* За период 1980—1982 гг. удалось пронаблюдать 131 галактику. Результаты наблюдений приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы даны номера галактик из Нового общего каталога (NGC), во втором — класс галактики по бюраканской классификации, в третьем — измеренные плотности потока на частоте 102 МГц и их погрешности, в четвертом — плотность потока мерцающих компонентов, в пятом — примечания. В тех случаях, когда источника не было видно и на аналоговой записи наблюдалась ровная нулевая линия, мы давали верхнюю оценку плотности потока < 1 Ян.

Когда источник находился в сложной области и его не было видно, то мы принимали, что его плотность потока меньше 2 или 3 Ян в зависимости от области.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

NGC	Бюраканский класс	S_{102} (Ян)	S_{M102} (Ян)	Примечания
1	2	3	4	5
23	3	—	<0.5	Мешает протяженный источник
125	3	<3	<0.5	
127	3	<3	<0.5	
128	3	<3	<0.5	
160	4	<2	<0.5	
182	3	<3	<0.5	
194	3	<3	<0.5	
198	4	<3	<0.5	
200	1	<3	<0.5	
205	5	—	—	Мешает NGC 224
221	4	—	—	Мешает NGC 224
598	5	10.7 ± 2	<0.5	
672	1	<3	<0.5	
684	3	4.5 ± 1	—	$\theta < 0.1$
936	3	5.1 ± 1	—	Возможно, мерцает.
1055	1	—	—	На $40''$ позже наблюдается мерцающий источник: $S_{102} = 10.5$ Ян, $\theta = 0.8$, $S_M = 2$ Ян.
1058	4	<2	<0.5	
1068	5	24 ± 5	5 ± 1	$\theta = 0.2$
1637	4	<3	<0.5	
1961	4	<2	<0.5	
2268	4	<1	<0.5	
2236	1	<3	<0.5	
2366	2	<2	<0.5	
2403	1	3.5 ± 1	0.5 ± 0.2	
2500	2	<3	<0.5	
2545	5	<2	<0.5	
2551	3	<3	<0.5	
2562	3	<3	<0.5	
2563	3	<3	<0.5	
2636	3	<2	<0.5	
2646	3	—	—	На $1''.3$ позже источник $S_{102} = 2$ Ян, $\theta < 1''$, $S_M = 2$ Ян
2608	4	4.2 ± 1	—	$E = 12^\circ$
2681	4	<2	<0.5	
2701	2	<3	<0.5	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
2713	4	<2	<0.5	
2742	1	<3	<0.5	
2793	2	5.5 ± 1	<0.5	
2798	4	<2	<0.5	
2859	3	<2	<0.5	
2903	2	<4	<0.5	
2911	3	<2	<0.5	
2914	3	<2	<0.5	
2967	2	<3	<0.5	
2976	2	<4	<0.5	
3077	1	<3	<0.5	
3162	4	6.5 ± 1.3	—	На 1^m раньше мерцающий источник, $S_m = 3$ Ян
3166/9	3	6.5 ± 1.3	—	Мешает мерцающий источник
3226	4	<3	<0.5	
3227	5	<2	<0.5	
3245	3	<3	<0.5	
3294	2	<2	<0.5	
3310	5	3.1 ± 1	(0.5 ± 0.2)	
3344	5	3.4 ± 1	<0.5	
3395	2	<2	<0.5	
3396	4	<2	<0.5	
3521	4	5.5 ± 1	(0.5 ± 0.2)	
3627	3	4 ± 1	2 ± 0.5	$\theta = 0.7$.
3773	4	<3	<0.5	
3928	5	<3	<0.5	
4051	5	<2	<0.5	
4123	4	<2	<0.5	
4151	5	6 ± 1.2	0.8 ± 0.5	$\theta = 0.1$
4478	3	—	—	Мешает NGC 4486.
4486	3	2000 ± 300	<100	
4532	1	<2	<0.5	
4725	4	<2	<0.5	
4765	3	<3	<0.5	
4772	3	<2	—	Возможно, мерцает
4958	3	<2	<0.5	
4999	4	<1	<0.5	
5033	2	<2	—	На $40''$ позже мерцающий источник, $S_{102} = 3$ Ян.
5055	5	8 ± 1.6	<0.5	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
5173	3	<1	<0.5	$E = 73^\circ$. Мешает NGC 5194.
5194	4	20 ± 4	—	
5195	4	—	—	
5198	3	<2	<0.5	На $30''$ раньше мерцающий источник, $S_{102} = 5$ Ян.
5204	2	—	<0.5	
5248	2	<1	<0.5	На $40''$ раньше мерцающий источник, $S_m = 3$ Ян.
5308	4	<2	<0.5	
5350	3	—	—	
5353	3	—	—	
5363	2	<1	<0.5	
5364	2	<1	<0.5	
5371	3	<2	<0.5	На $1''$ раньше мерцающий источник, $S_{102} = 2$ Ян.
5430	4	<3	<0.5	
5448	4	<2	<0.5	
5457	2	—	—	
5473	3	<2	<0.5	
5485	3	<2	<0.5	
5523	1	—	—	На $40''$ позже мерцающий источник, $S_{102} = 2$ Ян. $\theta = 0.1$.
5548	5	<2	0.8 ± 0.5	На $1''$ раньше мерцающий источник.
5574	3	—	—	
5676	4	<2	<0.5	
5683	3	<2	<0.5	
5701	3	<2	<0.5	
5713	4	4 ± 1	<0.5	
5806	3	<1	<0.5	
5813	3	<3	<0.5	
5831	3	<2	<0.5	
5838	3	<1	<0.5	
5866	1	<2	0.7 ± 0.5	
5921	4	<1	<0.5	
5949	1	<1	<0.5	
5962	2	<2	<0.5	
5982	3	<1	<0.5	
5985	3	<1	<0.5	
6027	3	<2	<0.5	
6070	2	<2	<0.5	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
6181	2	<1	<0.5	
6217	5	<1	<0.5	
6239	1	—	—	На 30" раньше мерцающий источник, $S_{102}=12.4$ Ян.
6308	4	<2	<0.5	
6314	3	<2	<0.5	
6384	3	<2	<0.5	
6412	4	<1	<0.5	
6503	2	<2	<0.5	
6574	4	<2	<0.5	
6643	4	<2	<0.5	
6654	5	<2	<0.5	
6661	3	<1	<0.5	
6703	3	—	—	Мешает ЗС 888, $S_{102}=44$ Ян.
6824	3	<2	<0.5	
7625	3	—	—	Мешает источник, $S_{102}=6$ Ян.
7716	4	7 ± 1.5	<0.5	
7741	2	<3	<0.5	
7769	5	<3	<0.5	
7770	3	<3	<0.5	
7771	4	<3	<0.5	
IC 342	4	15.7 ± 3	<0.5	
IC 520	4	—	—	На 2" раньше источник, $S_{102} = 2$ Ян, $S_{\text{н}} = 2$ Ян.
IC 1727	1	<2	<0.5	

Эффект путаницы для мерцающих источников на антенне БСА был исследован в [14], его медианное значение ~ 0.14 Ян. Поэтому мерцающие источники, плотность потока которых была меньше 0.5 Ян, относились к сомнительным, и если слабые мерцания все же наблюдались, то в примечаниях мы писали, что источник, возможно, мерцает.

Угловые размеры мерцающих компонентов приводятся в примечаниях. Методика измерения угловых размеров подробно описана в [12]. Здесь мы напомним, что погрешность измерений составляет $\begin{matrix} +100\% \\ -50\% \end{matrix}$, например, угловой размер $0.2 \begin{matrix} +0.2 \\ -0.1 \end{matrix}$.

На рис. 2 приведены четыре спектра, явно отличающиеся от остальных. NGC 3344 имеет очень крутой спектр ($\alpha = 1.5$), спектр NGC 2903

претерпевает явный излом. Измерения потоков NGC 598 и IC 342 имеют большой разброс. Возможно эти источники переменны.

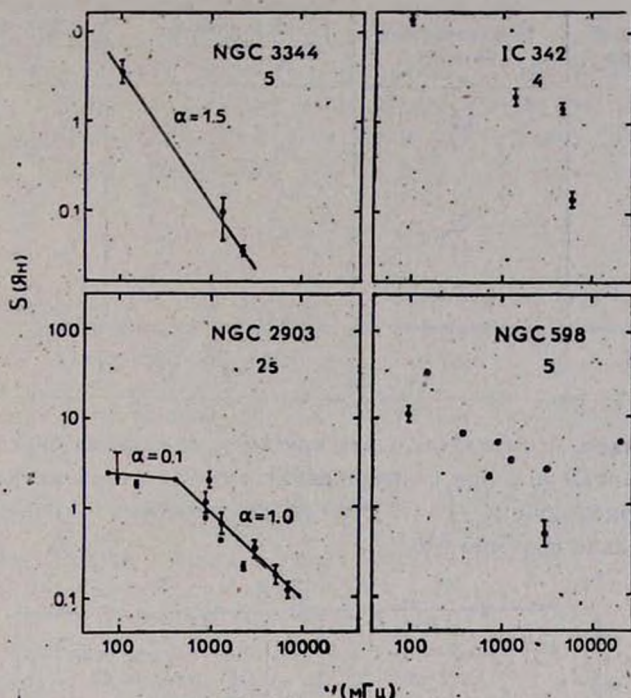


Рис. 2. Наиболее интересные спектры радиоизлучения галактик.

Вопрос о случайном совпадении слабого радиоисточника с исследуемой галактикой подробно рассмотрен в [15, 16]. Отметим, что для источника с плотностью потока 3 Ян вероятность такого совпадения ~ 0.01 . Для более сильных потоков она резко убывает.

4. Обсуждение результатов. Из 131 галактики радиоизлучение на частоте 102 МГц обнаружено у 22, из них 9 имеют мерцающие компоненты. В табл. 2 приведены галактики, имеющие радиоизлучение для каждого класса. Как видно из таблицы, процент радиоактивных галактик явно растет с номером класса галактик, что подтверждает предположение, высказанное в [1, 2]. Исключение составляет первый класс, но заметим, что излучение галактик NGC 2403 и NGC 5866 слабое, да и статистики еще недостаточно для окончательных выводов.

Для двух галактик NGC 1068 и NGC 5548 на высоких частотах имеются наблюдения с большим разрешением ($\sim 0.''1$) [19, 20]. Это позволило нам построить спектры точечных компонентов этих галактик (рис. 3).

Таблица 2

ЧИСЛО ГАЛАКТИК, ИМЕЮЩИХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КЛАССА ГАЛАКТИК

Класс галактик по бюраканской классификации	Количество исследованных галактик	Количество радиоисточников		Количество мерцающих источников	
		N	$\%$	N	$\%$
1	13	2	15	2	15
2	17	1	5	0	0
2S	3	0	0	0	0
3	48	5	10	2	4
4	35	7	20	1	3
5	15	7	47	4	27
Общее число	131	22	16	9	7

Из рисунка видно, что спектры очень крутые и тем самым они ближе к точечным источникам в ядрах сейфертовских галактик и галактик с ультрафиолетовым континуумом [17, 15], тогда как точечные источники в квазарах имеют плоские спектры [18].

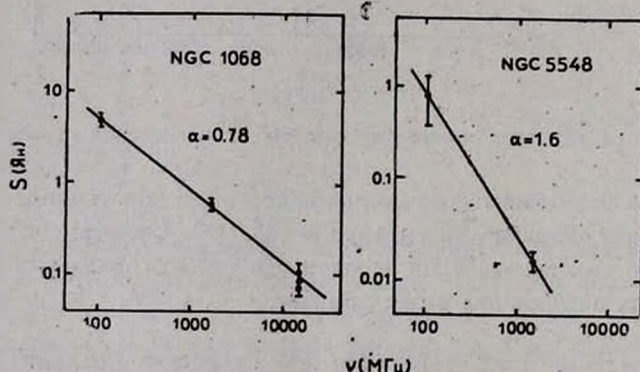


Рис. 3. Спектры точечных компонентов галактик.

В заключение авторы благодарят сотрудников группы эксплуатации антенны БСА за оказанную помощь в наблюдениях.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

OBSERVATIONS OF GALAXIES OF BYURAKAN
CLASSIFICATION AT A FREQUENCY OF 102 MHz .

V. S. ARTYUKH, M. A. HOVANISSIAN

Interplanetary scintillation observations of 131 galaxies of Byurakan classification have been made at a frequency of 102 MHz. The galaxies which have brighter nuclei are more radio active and they have more frequently scintillation components (scale 0.1 arc sec). The scintillation components have steep spectra.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. ФМЕТ, 9, 23, 1956.
2. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.
3. Сообщ. Бюраканской обс., 47, 43, 1975.
4. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 2, 419, 1966.
5. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 3, 555, 1967.
6. Н. М. Tovmassian, Ap. J., 178, L47, 1972.
7. R. A. Shramek, A. J., 80, 771, 1975.
8. J. Pfeleiderer, Astron. Astrophys. Suppl., ser., 28, 313, 1977.
9. L. L. Dressel, J. J. Condon, Ap. J. Suppl., ser., 36, 53, 1978.
10. E. Hummel, Astron. Astrophys. Suppl., ser., 41, 1951, 1980.
11. В. В. Виткевич и др., Радиофизика, 19, 1594, 1976.
12. В. С. Артюх, Астрон. ж., 58, 208, 1981.
13. V. S. Artyukh, B. Speed, Astrophys. Space Sci., 61, 229, 1979.
14. В. С. Артюх, В. И. Шишов, Астрон. ж., 59, 896, 1982.
15. В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян, Астрофизика, 18, 215, 1982.
16. В. С. Артюх, В. Г. Малумян, М. А. Оганнисян, Астрон. ж., 59, 1075, 1982.
17. В. С. Артюх, Ю. Н. Ветухновская, Письма АЖ, 1982 (в печати).
18. В. С. Артюх, Астрон. ж., 1983 (в печати).
19. J. M. van der Hulst, E. Hummel, J. M. Dickey, Ap. J. Lett., 261, 59, 1982.
20. D. L. Jones, R. A. Sramek, I. Terzian, National As. and Ionosphere center, September, 1980.

УДК 524.7.74

К СТАТИСТИКЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИК И КОМПОНЕНТОВ ПАР

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 22 ноября 1982

Принята к печати 20 июля 1983

Исследовано влияние наблюдательной селекции на каталожные распределения морфологических типов одиночных галактик и компонентов пар. Показано, что различия между морфологическими составами того и другого каталогов, а также указания на неслучайный характер комбинирования в пары, могут быть интерпретированы как результаты селекции.

1. *Введение.* Каталогное распределение по морфологическим типам одиночных галактик и компонентов пар имеет две особенности [1]:

а) относительное количество одиночных эллиптических галактик заметно меньше их относительного количества среди компонентов пар;

б) относительное количество пар с одинаковыми морфологическими типами компонентов заметно превосходит математическое ожидание этой величины, вычисленное в предположении о случайном распределении морфологических типов компонентов пар.

В настоящей заметке показана возможность возникновения подобных особенностей каталожных распределений вследствие специфического влияния наблюдательной селекции на морфологический состав каталога двойных галактик. Такое влияние неизбежно, если функции светимости галактик различных морфологических типов различны. Оно осуществляется и в том случае, когда внутри каждого морфологического типа функции светимости одиночных галактик и компонентов пар идентичны. Учет этого обстоятельства может полностью устранить обе указанные выше особенности или заметно ослабить их.

2. *Истинное и каталожное распределения морфологических типов одиночных галактик.* Пусть относительные количества спиральных и эллиптических галактик в единице объема равны, соответственно, δ_S и δ_E . Обоз-

начив функции светимости галактик этих типов через $\varphi_S(M)$ и $\varphi_E(M)$, введем величины

$$V_S = \int 10^{-0.6x} \varphi_S(x) dx \text{ и } V_E = \int 10^{-0.6x} \varphi_E(x) dx, \quad (1)$$

где M — абсолютная величина. V_S и V_E есть величины, пропорциональные средним объемам, освещаемым галактиками соответствующих морфологических типов. Поскольку они характеризуют степень полноты каталога в отношении галактик того и другого морфологического типов, будем называть их параметрами полноты каталога одиночных галактик. Если для каждого морфологического типа вид функции светимости не меняется при переходе от одиночных галактик к членам систем различной кратности, то те же параметры (1) характеризуют также степень полноты каталога случайно взятых галактик.

Относительные количества (частоты) галактик того и другого морфологического типов в каталоге одиночных галактик составят

$$v_S = \frac{\partial_S V_S}{\partial_S V_S + \partial_E V_E} \text{ и } v_E = \frac{\partial_E V_E}{\partial_S V_S + \partial_E V_E}. \quad (2)$$

Очевидно также, что

$$\partial_S = \frac{v_S}{V_S} \left(\frac{v_S}{V_S} + \frac{v_E}{V_E} \right)^{-1} \text{ и } \partial_E = \frac{v_E}{V_E} \left(\frac{v_S}{V_S} + \frac{v_E}{V_E} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Таким образом, переход от каталожного распределения галактик по морфологическим типам к их истинному распределению осуществляется введением поправочных множителей, обратно пропорциональных средним объемам, освещаемым галактиками того и другого морфологических типов. Использование предложенных Вокулером [2] формул, содержащих вместо средних объемов кубы средних расстояний, может привести к существенным ошибкам. Действительно, указанные две величины, вычисленные, например, на основе функции светимости галактик поля Хукра и Сарджента [3], отличаются более, чем на порядок.

3. *Истинное и каталожное распределения морфологических типов компонентов пар.* Обозначим двумерную функцию светимости пар с морфологическими типами компонентов T_1 и T_2 через $\Phi_{T_1, T_2}(M_1, M_2)$. (Здесь и далее первые индексы всех функций распределения и их первые аргументы относятся к первым по светимости компонентам пар). Очевидно,

$$\Phi_{T_1, T_2}(M_1, M_2) = 0 \text{ при } M_1 > M_2. \quad (4)$$

Величины

$$V_{T_1 T_2} = \int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} dy \int_{-\infty}^y \Phi_{T_1 T_2}(x, y) dx \quad (5)$$

будут пропорциональны средним объемам, освещаемым вторыми по светимости компонентами, относящимися к типу T_2 , в парах, где первые компоненты относятся к типу T_1 . Очевидно, величины (5) характеризуют степень представительности каталога двойных галактик в отношении пар различного морфологического состава. Будем называть их параметрами полноты каталога двойных.

Пусть $\delta_{T_1 T_2}$ — истинные относительные количества пар различного морфологического состава. Частоты пар различного морфологического состава в каталоге двойных будут, очевидно, равны

$$v_{T_1 T_2} = A \delta_{T_1 T_2} V_{T_1 T_2}, \quad (6)$$

где A определяется условием нормировки. В частности, при рассмотрении множества галактик морфологических типов S и E , имеем следующие формулы, аналогичные (2):

$$v_{SS} = A \delta_{SS} V_{SS}, \quad v_{SE} = A \delta_{SE} V_{SE}, \quad v_{ES} = A \delta_{ES} V_{ES}, \quad v_{EE} = A \delta_{EE} V_{EE}, \quad (7)$$

где

$$A = (\delta_{SS} V_{SS} + \delta_{SE} V_{SE} + \delta_{ES} V_{ES} + \delta_{EE} V_{EE})^{-1}. \quad (8)$$

С другой стороны, определив A как

$$A = \frac{v_{SS}}{V_{SS}} + \frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} + \frac{v_{EE}}{V_{EE}}, \quad (9)$$

будем иметь формулы, аналогичные (3),

$$\delta_{SS} = \frac{1}{A} \frac{v_{SS}}{V_{SS}}, \quad \delta_{SE} = \frac{1}{A} \frac{v_{SE}}{V_{SE}}, \quad \delta_{ES} = \frac{1}{A} \frac{v_{ES}}{V_{ES}}, \quad \delta_{EE} = \frac{1}{A} \frac{v_{EE}}{V_{EE}}. \quad (10)$$

Относительные количества спиральных и эллиптических галактик среди компонентов пар, очевидно, будут

$$\begin{aligned} \delta_S &= \frac{1}{A} \left[\frac{v_{SS}}{V_{SS}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right) \right], \\ \delta_E &= \frac{1}{A} \left[\frac{v_{EE}}{V_{EE}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Исключив δ_S и δ_E из (3) и (11), можно записать условие совпадения морфологических составов одиночных галактик и компонентов пар в виде

$$\frac{v_S}{V_S} \frac{V_E}{v_E} = \frac{\frac{v_{SS}}{V_{SS}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right)}{\frac{v_{EE}}{V_{EE}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right)}, \quad (12)$$

где все величины в левой части относятся к одиночным галактикам. Таким образом, морфологические составы одиночных галактик и компонентов пар могут быть согласованы, если параметры полноты соответствующих каталогов удовлетворяют единственному условию (12). Это условие сохраняется при любых функциях светимости как одиночных, так и двойных галактик. В частности, если пары представляют собой случайные сочетания галактик различных морфологических типов, то

$$\Phi_{T_1 T_2}(M_1, M_2) = 2\psi_{T_1}(M_1)\psi_{T_2}(M_2), \quad (13)$$

где $\psi_{T_1}(M)$ и $\psi_{T_2}(M)$ — функции светимости галактик морфологических типов T_1 и T_2 в составе пар. Отметим, что они могут отличаться от аналогичных функций, соответствующих одиночным галактикам. Параметры полноты каталога пар запишутся в этом случае в виде

$$V_{T_1 T_2} = 2 \int 10^{-0.6y} \psi_{T_1}(y) \psi_{T_2}(y) dy, \quad (14)$$

где $\Psi_T(M)$ — интегральная функция светимости, соответствующая $\psi_T(M)$.

В предположении о случайном морфологическом составе пар далее имеем

$$\delta_{SS} = \delta_{S_1}^2, \quad \delta_{SE} + \delta_{ES} = 2\delta_S \delta_E, \quad \delta_{EE} = \delta_E^2, \quad (15)$$

что позволяет записать A в виде

$$A = \left[\left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \right)^{1/2} + \left(\frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2} \right]^2, \quad (16)$$

а истинные относительные количества спиральных и эллиптических галактик — в виде

$$\begin{aligned} \delta_S &= \left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \right)^{1/2} + \left(\frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \\ \delta_E &= \left(\frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \right)^{1/2} + \left(\frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

Из (9) и (16) также следует

$$\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} = 2 \left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Исключив δ_S и δ_E из (11) и (17), получим условие, которому должны удовлетворять параметры полноты каталога пар в предположении о случайном распределении морфологических типов компонентов:

$$\left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \frac{v_{EE}}{V_{EE}} \right)^{1/2} = \frac{\frac{v_{SS}}{V_{SS}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right)}{\frac{v_{EE}}{V_{EE}} + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{SE}}{V_{SE}} + \frac{v_{ES}}{V_{ES}} \right)}. \quad (19)$$

Таким образом, в рамках предположения о случайном морфологическом составе компонентов пар наблюдаемые частоты спиральных и эллиптических галактик в каталоге двойных могут быть приведены в соответствие с частотами пар различного морфологического состава при условии, что параметры полноты каталога пар удовлетворяют уравнению (19).

4. *Применение к каталогам двойных и одиночных галактик.* Оценим порядок различий между значениями параметров полноты каталога изолированных пар Караченцева [4] в предположении, что отмеченные выше особенности каталожного распределения морфологических типов компонентов пар и одиночных галактик [5] обусловлены влиянием селекции. В статье [1] приведены следующие данные о распределении пар различного морфологического состава в упомянутом выше каталоге изолированных пар галактик:

$$v_{SS} = 0.60, \quad v_{SE} + v_{ES} = 0.27, \quad v_{EE} = 0.13. \quad (20)$$

Поскольку подстановка (18) в (19) обращает последнее в тождество, то значения параметров полноты каталога пар, удовлетворяющие (18), также способны обусловить согласие приведенных величин с предположением о случайном морфологическом составе пар галактик. С другой стороны, очевидно, что параметры полноты могут удовлетворять условию (18), мало отличаясь друг от друга. Малость отличий между необходимыми значениями параметров полноты показывает, что предположение о случайном морфологическом составе пар не является неправдоподобным.

Обратимся теперь к различиям между морфологическими составами одиночных и двойных галактик. Частоты галактик того и другого морфологических типов в указанном выше каталоге Караченцевой составляют

$$v_S = 0.83, \quad v_E = 0.17. \quad (21)$$

Для согласования этих значений с частотами галактик различных морфологических типов в каталоге пар необходимо, чтобы параметры полноты двух каталогов удовлетворяли уравнению (12). Для того, чтобы были выполнены два условия — случайное распределение морфологических типов компонентов пар и совпадение морфологических составов одиночных и двойных галактик — параметры полноты двух каталогов должны удовлетворять уравнениям (19) и (12). Используя (18) и (12), получим

$$\frac{v_S}{V_S} \frac{V_E}{v_E} = \left(\frac{v_{SS}}{V_{SS}} \frac{V_{EE}}{v_{EE}} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

что с учетом (20) и (21) дает

$$\frac{V_{SS}}{V_{EE}} = 0.19 \left(\frac{V_S}{V_E} \right)^2. \quad (23)$$

Для оценки V_{SE} и V_{ES} положим их равными друг другу. Тогда из (18) и (23) получим

$$\frac{V_{SE}}{V_{EE}} = \frac{V_{ES}}{V_{EE}} = 0.21 \frac{V_S}{V_E}. \quad (24)$$

Как видим, для устранения обоих указанных выше особенностей каталожного распределения морфологических типов одиночных и двойных галактик достаточно небольших различий между значениями параметров полноты каталога пар. Следовательно, эти особенности могут быть в принципе приписаны влиянию селекции, т. е. быть объяснены без привлечения различий между функцией светимости одиночных галактик данного морфологического типа и функцией светимости компонентов пар.

Следует, тем не менее, подчеркнуть, что нами отмечается лишь принципиальная возможность подобной интерпретации рассмотренных особенностей. Судить о том, реализуется ли эта возможность в действительности, можно лишь по истинным значениям параметров полноты, вычисленным непосредственно по функциям светимости одиночных и двойных галактик. Не исключена и возможность того, что в результате подобного расчета отмеченные выше особенности будут усилены. Следовательно, учет селекции рассмотренного типа при анализе каталогов кратных объектов необходим.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE STATISTICS OF MORPHOLOGICAL TYPES OF SINGLE GALAXIES AND OF THE COMPONENTS OF PAIRS

M. A. ARAKELIAN

The influence of the observational selection on distribution of morphological types in the catalogues of the single galaxies and of the pairs of galaxies is investigated. It has been shown that the difference of morphological contents of two catalogues as well as the indication on non-random contents of the pairs can be interpreted as the results of selection.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, Астрон. ж., 51, 724, 1974.
2. G. de Vaucouleurs, Ap. J. Suppl. ser., 8, 31, 1963.
3. J. Huchra, W. L. W. Sargent, Ap. J., 186, 433, 1973.
4. И. Д. Караченцев, Сообщ. CAO АН СССР, 7, 1, 1972.
5. В. Е. Караченцева, Сообщ. CAO АН СССР, 8, 1, 1973.

УДК 524.7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДИМЫХ ВЕЛИЧИН И СВЕТИМОСТЕЙ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 22 ноября 1982

Принята к печати 20 июля 1983

Исследовано влияние наблюдательной селекции на каталожное распределение видимых величин и светимостей двойных галактик. Предложен метод построения функции светимости компонентов двойных на основе произвольной выборки пар галактик. Результаты применены к данным каталога изолированных пар Караченцева. Полученная функция светимости компонентов пар практически совпадает с функцией светимости случайно взятых галактик поля. Подтверждено наличие корреляции между абсолютными величинами компонентов пар.

1. *Введение.* Кратные системы галактик привлекают большое внимание в связи с возможностью существования в них особенностей, отражающих условия возникновения. Особый интерес представляют двойные галактики, предоставляющие наиболее надежную возможность определения масс галактик и отношения массы и светимости. В то же время влияние наблюдательной селекции на каталоги двойных галактик имеет несколько специфический характер, поскольку полнота таких каталогов обуславливается видимой величиной вторых по светимости компонентов пар. В настоящей заметке исследовано влияние наблюдательной селекции на каталог двойных галактик и построена функция светимости компонентов пар.

Анализ каталога [1] пар галактик был произведен недавно Караченцевым [2] сравнением каталожных данных с результатами численного моделирования. В отличие от указанной работы, учет влияния селекции производится в настоящей заметке аналитически.

2. *Функция распределения видимых величин компонентов двойных.* Обозначим функцию светимости компонентов двойных через $\Phi(M', M'')$, где M' и M'' — абсолютные величины, соответственно, первых и вторых по светимости компонентов. (Далее аргументы, обозначенные одним штрихом, и функции с индексом 1 относятся к первым по светимости компонентам пар). Функция $\Phi(M', M'')$ по определению равна нулю при $M' > M''$,

Для общности будем считать пространственную плотность δ рассматриваемых объектов функцией расстояния R . Тогда величина

$$\alpha(m-M) = 10^{0.6(m-M)} \delta[10^{0.2(m-M+5)}] \quad (1)$$

будет пропорциональна истинному числу пар с модулем расстояния $m-M$.

Пусть каталожное распределение видимых величин вторых по светимости компонентов двойных описывается функцией $f_2(m)$. Эта функция может отличаться от стандартной $C \cdot 10^{0.6m}$ вследствие особенностей пространственного распределения двойных, а также неполноты каталога.

Условная функция распределения видимых величин первых по светимости компонентов будет вида

$$\chi(m'/m'') = \begin{cases} A(m'') \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(m''-y) \Phi(y-m''+m', y) dy & \text{при } m' \leq m'' \\ 0 & \text{при } m' > m'', \end{cases} \quad (2)$$

где

$$A(m'') = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(m''-v) dv \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(u, v) du \right]^{-1}, \quad (3)$$

Следовательно, каталожная двумерная функция распределения видимых величин компонентов пар будет вида

$$F(m', m'') = A(m'') f_2(m'') \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(m''-y) \Phi(y-m''+m', y) dy, \quad (4)$$

откуда легко получить также функцию распределения видимых величин первых по светимости компонентов

$$f_1(m) = \int_m^{\infty} A(z) f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z-y) \Phi(y-z+m, y) dy. \quad (5)$$

Посредством (5) легко получить соотношения между моментами видимых величин

$$E(m') = E(m'') - \mu_1, \quad (6)$$

$$E(m'^2) = E(m''^2) - 2\mu_1\mu_2 + \mu_2, \quad (7)$$

где

$$\mu_1 = \int_{-\infty}^{\infty} A(z) f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} a(z-y) dy \int_{-\infty}^y (y-x) \Phi(x, y) dx, \quad (8)$$

$$\mu_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} z A(z) f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} a(z-y) dy \int_{-\infty}^y (y-x) \Phi(x, y) dx, \quad (9)$$

$$\mu_2 = \int_{-\infty}^{\infty} A(z) f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} a(z-y) dy \int_{-\infty}^y (y-x)^2 \Phi(x, y) dx. \quad (10)$$

С помощью (4) можно получить также смешанный момент

$$E(m'm'') = E(m''^2) - \mu_{12}, \quad (11)$$

соотношение между дисперсиями

$$D(m') = D(m'') + 2\mu_1 E(m'') - 2\mu_{12} - \mu_1^2 + \mu_2 \quad (12)$$

и коэффициент корреляции между m' и m'' .

$$\rho(m', m'') = \frac{D(m'') + \mu_1 E(m'') - \mu_{12}}{\sqrt{D(m'') [D(m'') + 2\mu_1 E(m'') + \mu_2 - 2\mu_{12} - \mu_1^2]}}. \quad (13)$$

Рассмотрим зависимость $N(m)$ числа галактик ярче заданной величины m . С помощью (4) можно показать, что

$$N_1(m) = N_2(m) + \int_m^{\infty} A(z) f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} a(z-y) dy \int_{-\infty}^{y-z+m} \Phi(x, y) dx. \quad (14)$$

Отсюда следует, что зависимость $\lg N_1(m)$, вообще говоря, отличается от зависимости $\lg N_2(m)$. При этом, по крайней мере при больших m , первая из этих зависимостей является более слабой.

В заключение настоящего параграфа запишем μ_1 , μ_{12} и μ_2 для случая равномерного распределения пар в пространстве. Очевидно, что в этом случае

$$\mu_1 = C \int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} dy \int_{-\infty}^y (y-x) \Phi(x, y) dx, \quad (15)$$

$$\mu_{12} = C \int_{-\infty}^{\infty} z f_2(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} dy \int_{-\infty}^y (y-x) \Phi(x, y) dx = \mu_1 E(m''), \quad (16)$$

$$\mu_2 = C \int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} dy \int_{-\infty}^y (y-x)^2 \Phi(x, y) dx, \quad (17)$$

где

$$C = \left[\int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} dy \int_{-\infty}^y \Phi(x, y) dx \right]^{-1}. \quad (18)$$

Принимая во внимание (16), можно записать коэффициент корреляции для случая равномерного распределения пар в пространстве в виде

$$\rho(m', m'') = \sqrt{\frac{D(m'')}{D(m')}}. \quad (19)$$

Таким образом, при равномерном распределении пар в пространстве, независимо от вида функций $\Phi(M', M'')$ и $f_2(m)$, всегда имеется обусловленная эффектом селекции положительная корреляция между видимыми величинами первых и вторых по светимости компонентов пар.

3. *Функция светимости компонентов пар.* Условная функция распределения абсолютных величин M' и M'' компонентов пары при заданных видимых m' и m'' может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \chi(M', M'' | m', m'') = \\ = \begin{cases} B(m', m'') \alpha(m'' - M'') \Phi(M', M'') & \text{при } M' - M'' = m' - m'' \\ 0 & \text{при } M' - M'' \neq m' - m'', \end{cases} \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$B(m', m'') = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(m'' - y) \Phi(y - m'' + m', y) dy \right]^{-1}. \quad (21)$$

С помощью (4) и (20) получим выборочное распределение абсолютных величин компонентов пар

$$\Omega(M', M'') = \Phi(M', M'') \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(z - M'') f_2(z)}{\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z - v) dv \int_{-\infty}^v \Phi(u, v) du} dz. \quad (22)$$

Используя (22), можно показать, что для выборочного распределения абсо-

лютных величин имеют место соотношения, аналогичные (6), (7) и (11)—(13), т. е.

$$E(M') = E(M'') - \mu_1, \quad (23)$$

$$E(M'^2) = E(M''^2) - 2\mu_{12} + \mu_2, \quad (24)$$

$$E(M'M'') = E(M''^2) - \mu_{12}, \quad (25)$$

$$D(M') = D(M'') - \mu_1^2 + \mu_2, \quad (26)$$

$$\mu(M', M'') = \frac{D(M'') + \mu_1 E(M'') - \mu_{12}}{\sqrt{D(M'') [D(M'') + 2\mu_1 E(M'') + \mu_2 - 2\mu_{12} - \mu_1^2]}}, \quad (27)$$

где μ_1 , μ_{12} и μ_2 определяются посредством (8), (9) и (10).

В предположении о равномерном распределении в пространстве (27) запишется в виде

$$\rho(M', M'') = \sqrt{\frac{D(M'')}{D(M')}}. \quad (28)$$

В этом предположении (22) может быть использовано для построения двумерной функции светимости компонентов пар, поскольку это уравнение в указанном предположении может быть записано как

$$\Omega(M', M'') = C \cdot 10^{-0.6M''} \Phi(M', M''). \quad (29)$$

Таким образом

$$\Phi(M', M'') = C^{-1} 10^{0.6M''} \Omega(M', M''), \quad (30)$$

где

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} 10^{0.6y} dy \int_{-\infty}^y \Omega(x, y) dx. \quad (31)$$

Функция светимости $\psi(M)$ обоих компонентов пар, рассмотренных совместно, может быть, очевидно, записана как

$$\psi(M) = \frac{1}{2} [\varphi_1(M) + \varphi_2(M)], \quad (32)$$

где $\varphi_1(M)$ и $\varphi_2(M)$ — функции светимости, соответственно, первых и вторых компонентов, равные

$$\varphi_1(M) = \int_M^{\infty} \Phi(M, M'') dM'' \quad (33)$$

и

$$\tau_2(M) = \int_{-\infty}^M \Phi(M', M) dM'. \quad (34)$$

На практике целесообразно записывать выборочное распределение светимостей посредством дельта-функций

$$\Omega(M', M'') = \sum_{j=1}^N \delta(M' - M'_j) \delta(M'' - M''_j), \quad (35)$$

где M'_j и M''_j — абсолютные величины компонентов пар в рассматриваемой выборке, N — число пар в ней. Тогда значение функции светимости в некоторой площадке Δ_k плоскости (M', M'') может быть представлено как

$$\Delta\Phi_k = \frac{1}{\Delta S_k} \frac{\sum_{j=1}^{n_k} 10^{0.6 M''_j}}{\sum_{j=1}^N 10^{0.6 M''_j}}, \quad (36)$$

где n_k — число пар со светимостями из площадки Δ_k , ΔS_k — площадь этой площадки.

4. *Применение к Каталогу изолированных пар.* Для анализа Каталога изолированных пар Караченцева [1] было рассмотрено 225 пар этого Каталога, удовлетворяющих условиям: а) в Каталоге содержатся в отдельности видимые величины обоих компонентов; б) пара является физической согласно Караченцеву [3].

Распределение видимых величин компонентов указанных 225 пар, исправленных э: поглощение света в Галактике добавлением величины $-0.25 \operatorname{cosec} |b''|$, представлено на рис. 1. Как видим, в согласии с результатами раздела 2, логарифмическая зависимость числа галактик от видимой величины для первых по светимости компонентов является более слабой, чем для вторых. В свою очередь, последняя также отклоняется от стандартной зависимости, соответствующей равномерному распределению объектов в пространстве. Аналогичное отклонение от моделированного распределения обнаружено Караченцевым [2], приписавшим его влиянию Местного сверхскопления. Не исключена, однако, и возможность того, что хотя бы частично обсуждаемое отклонение обусловлено неполнотой рассмотренной нами выборки, поскольку условие «а», очевидно, уменьшает относительное количество слабых объектов.

Формула (30), определяющая функцию светимости, основана на предположении о равномерном распределении рассматриваемых объектов в пространстве и допускает произвольное распределение видимых величин в рас-

смаатриваемой выборке. Следовательно, точность приведенных ниже значений функции светимости тем выше, чем в большей степени указанное отклонение обусловлено неполнотой выборки. Имея в виду это обстоятельство, обратимся к функции светимости компонентов пар.

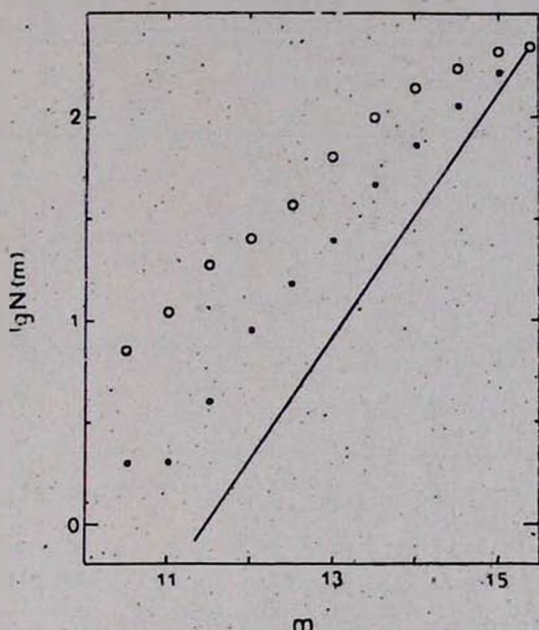


Рис. 1. Логарифмическая зависимость числа галактик от видимой величины первых (кружки) и вторых (точки) по светимости компонентов 225 пар. Прямая линия — зависимость для 225 объектов, равномерно распределенных в пространстве.

Значения $\Phi(M', M'')$, полученные посредством формулы (36), приведены в табл. 1. В скобках даны числа галактик, на которых основаны соответствующие значения функции светимости. Значения $\varphi_1(M)$, приведенные в предпоследней строке, и $\varphi_2(M)$, приведенные в последнем столбце, получены суммированием соответствующих столбцов и строк и, очевидно, представляют функции светимости первых и вторых по светимости компонентов. Значения функции светимости $\psi(M)$ обоих компонентов, рассмотренных совместно, приведены в последней строке табл. 1 и представлены в логарифмической шкале на рис. 2. На том же рисунке приведена произвольно смещенная параллельно оси абсцисс функция светимости галактик поля, построенная Хукре и Сарджентом [4]. Как видим, систематических различий между двумя приведенными функциями светимости нет. Несистематические отклонения в области наиболее высоких и наиболее низких светимостей естественно рассматривать как флуктуации, обусловленные малостью чисел

Таблица 1

M''	M'										$\varphi_2(M)$
	-22.5	-21.5	-20.5	-19.5	-18.5	-17.5	-16.5	-15.5	-14.5	-13.5	
-21.5	$7.2 \cdot 10^{-6}$ (1)	$1.6 \cdot 10^{-4}$ (14)	0	0	0	0	0	0	0	0	$1.7 \cdot 10^{-4}$ (15)
-20.5	$5.4 \cdot 10^{-5}$ (2)	$5.9 \cdot 10^{-4}$ (20)	$2.1 \cdot 10^{-3}$ (50)	0	0	0	0	0	0	0	$2.7 \cdot 10^{-3}$ (72)
-19.5	$1.8 \cdot 10^{-4}$ (1)	$6.4 \cdot 10^{-4}$ (7)	$4.9 \cdot 10^{-3}$ (40)	$5.2 \cdot 10^{-3}$ (33)	0	0	0	0	0	0	$1.1 \cdot 10^{-2}$ (81)
-18.5	—	$3.1 \cdot 10^{-4}$ (1)	$3.7 \cdot 10^{-3}$ (8)	$5.1 \cdot 10^{-3}$ (14)	$3.3 \cdot 10^{-3}$ (6)	0	0	0	0	0	$1.2 \cdot 10^{-2}$ (29)
-17.5	—	—	$2.7 \cdot 10^{-3}$ (2)	$4.5 \cdot 10^{-3}$ (3)	$1.7 \cdot 10^{-2}$ (10)	$3.7 \cdot 10^{-3}$ (1)	0	0	0	0	$2.8 \cdot 10^{-2}$ (16)
-16.5	—	—	$4.9 \cdot 10^{-3}$ (1)	$1.4 \cdot 10^{-2}$ (2)	$1.3 \cdot 10^{-2}$ (2)	$1.9 \cdot 10^{-2}$ (3)	—	0	0	0	$5.1 \cdot 10^{-2}$ (8)
-15.5	—	—	—	—	$2.6 \cdot 10^{-2}$ (1)	—	$1.7 \cdot 10^{-2}$ (1)	$3.4 \cdot 10^{-2}$ (1)	0	0	$7.7 \cdot 10^{-2}$ (3)
-14.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	—
-13.5	—	—	—	—	—	—	—	—	$8.2 \cdot 10^{-1}$ (1)	—	$8.2 \cdot 10^{-1}$ (1)
$\varphi_1(M)$	$2.4 \cdot 10^{-4}$ (4)	$1.7 \cdot 10^{-3}$ (42)	$1.8 \cdot 10^{-2}$ (101)	$2.8 \cdot 10^{-2}$ (52)	$5.9 \cdot 10^{-2}$ (19)	$2.3 \cdot 10^{-2}$ (4)	$1.7 \cdot 10^{-2}$ (1)	$3.4 \cdot 10^{-2}$ (1)	$8.2 \cdot 10^{-1}$ (1)	—	
$\psi(M)$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$9.3 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$5.6 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-1}$	$4.1 \cdot 10^{-1}$	

объектов, использованных для оценки значений функции светимости в соответствующих интервалах светимости (см. табл. 1 настоящей статьи и табл. 5 работы Хукра и Сарджента).

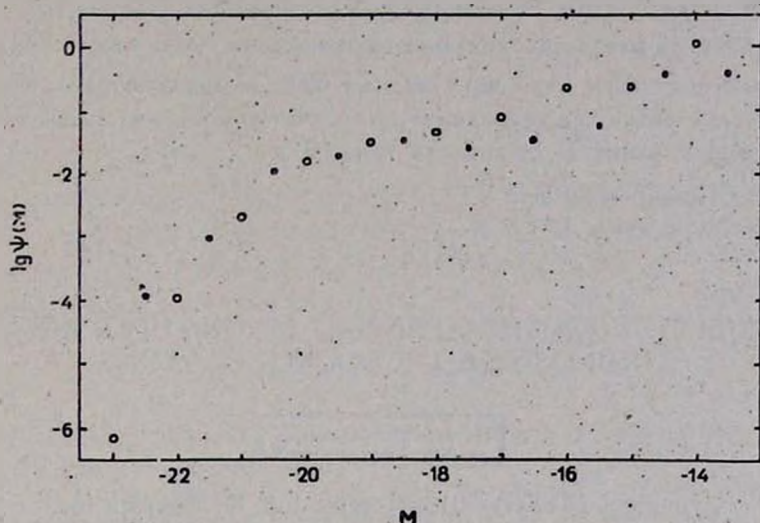


Рис. 2. Логарифмическая функция светимости компонентов пар, рассмотренных совместно (точки), и галактик поля (кружки).

Обратимся далее к корреляции между светимостями компонентов пар. В случае, когда абсолютные величины компонентов независимы, функция $\Phi(M', M'')$ может быть записана как

$$\Phi(M', M'') = 2\psi(M')\psi(M''), \quad (37)$$

а μ_1 может быть представлено в виде

$$\mu_1 = C_0 \int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} \psi(y) dy \int_{-\infty}^y \Psi(x) dx, \quad (38)$$

где

$$\Psi(x) = \int_{-\infty}^x \psi(z) dz \quad (39)$$

и

$$C_0 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} 10^{-0.6y} \psi(y) \Psi(y) dy \right]^{-1}. \quad (40)$$

Значение μ_1 было вычислено посредством замены (38) конечной суммой с использованием значений $\psi(M)$, приведенных в последней строке табл. 1. Вычисленное таким образом значение μ_1 оказалось равным 1^m60 , между тем, как средняя разность абсолютных величин компонентов рассмотренных 225 пар составляет лишь 0^m71 . Этот результат, по существу, того же характера, что и обнаруженное Караченцевым [2] различие между моделированной разностью видимых величин компонентов пар (1^m03) и каталожным значением этой величины (0^m61). Указанные различия могут быть обусловлены лишь корреляцией между светимостями компонентов пар, исключаящей функцию светимости типа (37).

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

DISTRIBUTION OF THE APPARENT MAGNITUDES AND THE LUMINOSITIES OF DOUBLE GALAXIES

M. A. ARAKELIAN

The influence of observational selection on distribution of the apparent magnitudes and the luminosities of objects in the catalogue of double galaxies are investigated. The method of determination of the luminosity function of components of double galaxies utilizing arbitrary sample of pairs of galaxies is proposed. The results are applied to data of Karachentsev's catalogue of isolated pairs. The obtained luminosity function of the components of pairs practically coincides with that of the random field galaxies. The existence of correlation between the absolute magnitudes of the components of pairs is proved.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО, № 7, 1, 1972.
2. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 249, 1981.
3. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 16, 217, 1980.
4. J. Huckra, W. L. W. Sargent, Ap. J., 186, 433, 1973.

УДК 524.3.7

ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ
МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТЕЙ В АТМОСФЕРАХ
СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F

Л. С. ЛЮБИМКОВ, А. А. БОЯРЧУК

Поступила 31 января 1983

Показано, что анализ линий Fe I в спектрах нескольких сверхгигантов класса F приводит к более низким значениям микротурбулентности ξ_t , чем анализ линий ионов Fe II и Ti II (рис. 1). Этот эффект зависит от $T_{\text{эфф}}$ — для звезд F0 относительное разлание в ξ_t получилось заметно больше, чем для звезд F8 (табл. 1). Обсуждаются возможные причины найденной неоднозначности в определении микротурбулентности — ошибки в силах осцилляторов и в затухании, избыток в содержании гелия, отклонения от ЛТР. Показано, что учет повышенной ионизации атомов Fe I, обусловленной отклонениями от ЛТР (рис. 4), позволяет устранить обнаруженное несоответствие в микротурбулентных скоростях.

1. *Неоднозначность в определении микротурбулентности.* В настоящее время хорошо известна большая роль отклонений от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие) в образовании линейчатых спектров у звезд ранних классов. Гораздо хуже изучено их влияние на спектры звезд классов A—G с их многочисленными линиями. Расчеты при отказе от ЛТР здесь связаны с большими трудностями, поэтому в большинстве работ по-прежнему принимается предположение о ЛТР. В частности, на этом предположении был основан и наш анализ спектров шести сверхгигантов класса F методом моделей атмосфер [1—5]. Этот анализ выявил некоторые несоответствия между теорией и наблюдениями, которые, по нашему мнению, могут указывать на отклонения от ЛТР у звезд этого типа. Во-первых, балмеровские линии, наблюдаемые в спектре сверхгиганта большой светимости ρ Cas (F8 Ia_p), оказались существенно слабее, чем предсказывают ЛТР-расчеты. Как показано в [2], это расхождение может объясняться завышением населенности второго уровня водородных атомов при ЛТР. Во-вторых, при исследовании Канопуса [4], сверхгиганта класса F0 Ib-II, выяснилось, что резонансные линии ряда элементов дают заниженное содержание, которое также можно объяснить неучетом отклонений от ЛТР. В-третьих, анализ

микротурбулентности ξ_t в атмосферах трех сверхгигантов класса F0 [3, 5], выполненный по линиям ионов Fe II и Ti II, привел к более высоким значениям ξ_t , чем по линиям Fe I. Ниже мы подробно рассмотрим последний эффект и покажем, что и в этом случае наиболее вероятное объяснение связано с отклонениями от ЛТР.

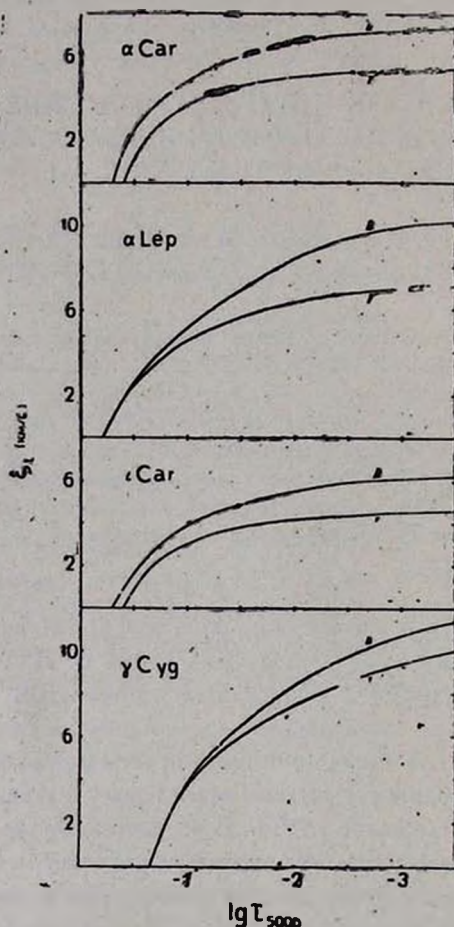


Рис. 1. Распределения микротурбулентности для четырех сверхгигантов класса F. Кривые I найдены по линиям Fe I, кривые II — по линиям ионов Fe II и Ti II.

На рис. 1 приведены распределения скорости микротурбулентности ξ_t в атмосферах четырех F-сверхгигантов в зависимости от оптической глубины τ_{5000} , вычисленной в длине волны 5000 А. Для каждой звезды представлены два распределения: одно, обозначаемое в даль-

нейшем $\xi_i^I(\tau_{5000})$, получено по линиям FeI, другое — $\xi_i^{II}(\tau_{5000})$ — по линиям ионов TiII и FeII (соответственно кривые I и II на рис. 1). Анализ микротурбулентности для Канопуса (α Car) был выполнен нами в работе [3], а для сверхгигантов α Lep и ι Car — в работе [5]. Что касается γ Cyg, то здесь первоначально были рассмотрены лишь линии FeI (см. [1]). В [3] мы уточнили распределение $\xi_i^I(\tau)$, найденное в [1] для γ Cyg, и, кроме того, рассмотрели линии TiII. Было показано, что в пределах случайных ошибок в эквивалентных ширинах и в силах осцилляторов распределения $\xi_i(\tau)$, полученные для γ Cyg по FeI и по TiII, совпадают. Теперь мы более детально исследовали зависимость $\xi_i^{II}(\tau)$ для этой звезды, расширив список линий TiII с 24 до 35 и изучив дополнительно 43 линии FeII. Оказалось, что распределение $\xi_i^{II}(\tau)$ у γ Cyg все-таки отличается от $\xi_i^I(\tau)$, хотя и не столь заметно, как для трех сверхгигантов подкласса F0 (рис. 1).

Отметим, что в расчетах для α Car, α Lep и ι Car были использованы наблюдаемые эквивалентные ширины, измеренные по спектрам с дисперсией 2 А/мм [6], а для γ Cyg — по спектрам с дисперсией 4 и 6 А/мм [7]. Все четыре звезды были исследованы нами на основе моделей атмосфер [8].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР И ОТНОСИТЕЛЬНОЕ РАЗЛИЧИЕ МЕЖДУ ξ_i^I И ξ_i^{II} ДЛЯ ШЕСТИ F-СВЕРХГИГАНТОВ. ЗВЕЗДОЧКОЙ ОТМЕЧЕНЫ ЗНАЧЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ В [7] ПО КРИВЫМ РОСТА

Звезда	α Car	α Lep	ι Car	γ Cyg	α U Mi	ρ Cas
Sp	F0Ib—II	F0Ib	F0Iab	F8Ib	F8Ib—II	F8Iap
$T_{\text{эфф}}$ (K)	7400	7300	7300	6050	6050	6000
$\lg g$	1.9	1.75	1.4	1.2	1.95	0.25
$(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$ при $\tau_{5000} = 0.01$	0.33	0.32	0.32	0.13	0.21*	0.17*

Из рис. 1 видно, что во всех четырех случаях кривые $\xi_i^{II}(\tau)$ лежат выше кривых $\xi_i^I(\tau)$. Чтобы охарактеризовать разницу между ξ_i^{II} и ξ_i^I , мы привели в табл. 1 наряду с эффективной температурой $T_{\text{эфф}}$ и ускорением силы тяжести g величину $(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$, вычисленную для оптической глубины $\tau_{5000} = 0.01$. Для трех сверхгигантов класса F0 она оказалась практически одинаковой (0.32—0.33), несмотря на заметные отличия в абсолютных значениях $\xi_i^{II}(0.01)$ или $\xi_i^I(0.01)$ у этих звезд (см. рис. 1). Для более холодного сверхгиганта γ Cyg значение $(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$ получилось в 2.5 раза меньше.

Отметим, что три сверхгиганта подкласса F8, указанные в табл. 1, были исследованы в [7] методом кривых роста и при этом по линиям ионов были найдены более высокие скорости ξ_i , чем по линиям нейтральных атомов. Отношение $(\xi_i^{\text{II}} - \xi_i^{\text{I}})/\xi_i^{\text{I}}$ равнялось 0.10, 0.21 и 0.17 соответственно для γ Cyg, α U Mi и ρ Cas. Два последних значения также приведены в табл. 1, хотя они и не столь надежны, как найденные по моделям атмосфер.

На основании рис. 1 и табл. 1 можно сделать два вывода. Во-первых, анализ линий ионов Fe II и Ti II у F-сверхгигантов приводит к более высоким значениям ξ_i , чем анализ линий Fe I. Во-вторых, в подклассе F0 относительная разница между ξ_i^{II} и ξ_i^{I} оказывается заметно больше, чем в подклассе F8, то есть обнаруженное несоответствие усиливается с ростом эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$.

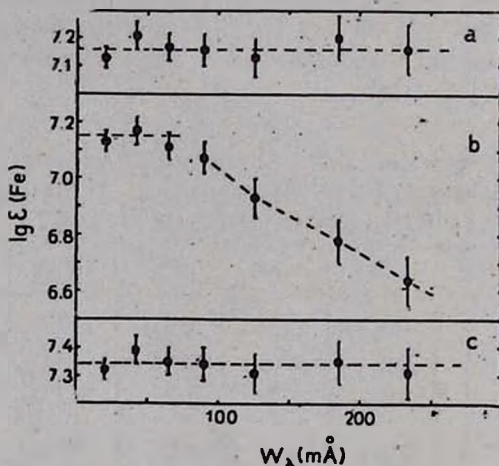


Рис. 2. Средние содержания железа и средние ошибки, определенные по группам линий Fe I для F0-сверхгиганта ρ Cas в трех случаях: а) $\xi_i = \xi_i^{\text{I}}(\tau)$; б) $\xi_i = \xi_i^{\text{II}}(\tau)$; в) $\xi_i = \xi_i^{\text{II}}(\tau)$ с учетом повышенной ионизации (см. текст).

Для дальнейшего обсуждения необходимо напомнить, что искомое распределение микротурбулентности должно удовлетворять следующему требованию: по линиям с разными эквивалентными ширинами W_λ в пределах случайных ошибок должно получаться одинаковое содержание элемента (например, железа или титана). Иными словами, не должно быть хода в содержании ξ при увеличении W_λ . Этому требованию удовлетворяют, например, результаты на рис. 2а и 3а, полученные по линиям Fe I при $\xi_i = \xi_i^{\text{I}}(\tau)$ для сверхгигантов ρ Cas и γ Cyg. Однако, если в расчетах вместо распределения $\xi_i^{\text{I}}(\tau)$ использовать $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$, тогда указанное усло-

ние для линий FeI уже не выполняется, и между слабыми и относительно сильными линиями наблюдаются существенные различия в содержании ε . Как видно из рис. 2b и 3b, для F0-сверхгиганта γ Cas они достигают величины $\Delta \lg \varepsilon = 0.5$, а для более холодной звезды γ Cyg — величины $\Delta \lg \varepsilon = 0.2$. Точно так же не выполняется это требование и для ионов TiII и FeII, если вместо $\xi_i^{II}(\tau)$ использовать $\xi_i^I(\tau)$. При этом между линиями с разными W_λ возникают систематические расхождения в содержании, достигающие значений $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$ в подклассе F0 и $\Delta \lg \varepsilon = 0.2 - 0.3$ в подклассе F8.

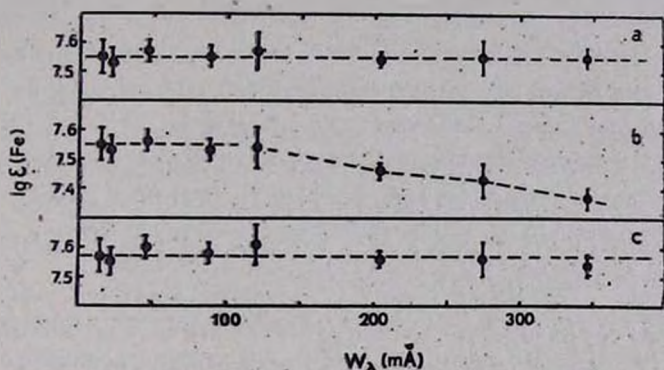


Рис. 3. То же, что на рис. 2, только для F8-сверхгиганта γ Cyg.

Таким образом, чтобы объяснить несоответствие между ξ_i^I и ξ_i^{II} необходимо указать причину, которая приводит именно к таким различиям в величине $\lg \varepsilon$ между слабыми и сильными линиями (в среднем $\sim 0.5 - 0.6$ для сверхгигантов F0 и $\sim 0.2 - 0.3$ для сверхгигантов F8). Эти различия столь велики, что их не удастся объяснить какими-то случайными ошибками, поэтому необходимо рассмотреть возможные источники систематических ошибок.

2. Возможные причины

1) Ошибки в силах осцилляторов. Надежность определения ε в большой мере зависит от точности принятых сил осцилляторов f . Напомним, что ошибки в ε и f связаны простым соотношением $\Delta \lg \varepsilon = -\Delta \lg f$. Отсюда следует, что для сверхгигантов F0 силы осцилляторов относительно сильных линий FeI пришлось бы уменьшить на величину $\Delta \lg f = 0.5 - 0.6$, чтобы по этим линиям при $\xi_i = \xi_i^{II}(\tau)$ получить такое же содержание железа, как и по слабым линиям. Однако, как мы уже отмечали в [3], для нейтрального железа силы осцилляторов известны сейчас достаточно надежно, и мы не можем предположить существо-

вание столь больших систематических ошибок. Примерно для $1/3$ использованных нами линий Fe I мы имели значения f -величин, измеренные с высокой точностью в Оксфорде (см., например, статью [9] и ссылки в ней). Для остальных линий Fe I из нашего списка силы осцилляторов также были приведены в оксфордскую систему [10]. При редукции сил осцилляторов в оксфордскую систему особое внимание уделялось устранению ошибок в температуре и в шкале, то есть соотношению величин сил осцилляторов для слабых и сильных линий.

Менее точно известны в настоящее время силы осцилляторов для ионов Fe II и Ti II. Однако и в этом случае можно сделать вполне определенные выводы. Например, при исследовании линий Fe II у Канопуса в [3] нами были применены для контроля две разные системы f -величин — [7] и [11]. Оказалось, что обе дают практически одно и то же распределение $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$, заметно отличающееся от $\xi_i^{\text{I}}(\tau)$. Кроме того, тому же распределению $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$ для Канопуса удовлетворяют линии Ti II и Cr II. Трудно допустить, что для трех различных ионов — Fe II, Ti II и Cr II — силы осцилляторов содержат одинаковые систематические ошибки.

Как отмечалось выше, чтобы устранить различие между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} , надо ввести поправки $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$ для F0-сверхгигантов и поправки $\Delta \lg \varepsilon = 0.2 - 0.3$ для F8-сверхгигантов. Таким образом, здесь обнаруживается сильная зависимость от $T_{\text{эфф}}$. Однако влияние погрешностей в силах осцилляторов на определяемое содержание ε не должно зависеть от $T_{\text{эфф}}$. Из всего сказанного мы заключаем, что неточности в f -величинах вряд ли могут объяснить обнаруженное расхождение между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} .

2) *Ошибки в затухании.* Вопрос об ошибках в затухании γ был рассмотрен нами при исследовании Канопуса [3]. Чтобы для этого сверхгиганта ликвидировать разницу между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} , то есть чтобы для сильных линий изменить содержание на величину $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$, необходимо полное затухание γ в случае Ti II и Fe II увеличить примерно в 10 раз или в случае Fe I уменьшить более чем в 10 раз (см. рис. 4B в [3]). Возможны ли такие погрешности в величине γ ?

Напомним, что полное затухание γ складывается из следующих трех частей: γ_{rad} — радиационное затухание, γ_{st} — штарковское затухание, γ_{vdw} — ван-дер-ваальсовское затухание. Мы уже неоднократно отмечали, что в атмосферах F-сверхгигантов вклад γ_{vdw} очень мал по сравнению с суммой $\gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{st}}$. Таким образом, достаточно ограничиться рассмотрением ошибок в γ_{rad} и γ_{st} .

В [3] отмечалось, что точные значения γ_{rad} для используемых линий Fe I нам неизвестны и поэтому постоянная γ_{rad} вычислялась по приближенной „классической“ формуле. Однако недавно для ряда линий Fe I были опубликованы величины γ_{rad} [12]; кроме того, значения γ_{rad} для многих линий Fe I можно оценить по временам жизни уровней Fe I, приведенным в [13]. На основании [12, 13] можно заключить, что постоянная затухания γ_{rad} для субординатных линий Fe I (резонансные линии мы не рассматриваем, см. [4]) очень близка к „классическому“ значению γ_{cl} . Такой же вывод, как отмечалось в [3], справедлив и для линий Ti II. Поэтому замена точных значений γ_{rad} на приближенные γ_{cl} никак не может завязать или занижить полное затухание γ в 10 раз.

Маловероятно, что к таким большим систематическим ошибкам в γ могут привести и какие-то неточности в штарковском затухании γ_{st} . Интересно, что при исследовании Am-звезд 16 Ori и 15 Vul также было получено расхождение между ξ_{I} и ξ_{II} , и чтобы устранить его, достаточно было увеличить γ_{st} для Ti II и Fe II примерно в 7 раз (см. [14]). Для Канопуса γ_{st} пришлось бы увеличить уже более чем в 20 раз [3], а для позднего F-сверхгиганта γ Cyg — даже в 150 раз (что касается линий Fe I, то для них γ_{st} пришлось бы во много раз понизить). Нам представляется маловероятным, чтобы в γ_{st} имелись такие большие систематические ошибки, которые к тому же показывают сильную зависимость от $T_{\text{эфф}}$ (напомним, что речь идет не о самой величине γ_{st} , которая действительно зависит от температуры, а об ошибках в ней).

3) *Повышенное содержание гелия.* Для всех шести сверхгигантов, указанных в табл. 1, мы получили пониженное (относительно Солнца) содержание углерода [1, 2, 4, 5]. Это может служить подтверждением того, что исследуемые звезды уже прошли фазу полного перемешивания, в результате которого продукты CNO — цикла из внутренних слоев звезды были вынесены на поверхность. Как известно, в результате такого перемешивания в атмосферах сверхгигантов наряду с аномальным содержанием C, N и O должно наблюдаться также повышенное содержание гелия. Так как гелий по распространенности является вторым элементом после водорода, увеличение концентрации He может как-то повлиять на структуру атмосферы, а отсюда — и на определяемое содержание элементов. Чтобы выяснить этот вопрос, по программе ATLAS 5 [15] с учетом конвекции и поглощения в водородных линиях было рассчитано несколько моделей атмосфер сверхгигантов класса F с повышенным содержанием гелия*. В ка-

* Эти вычисления по нашей просьбе выполнил В. В. Цымбал.

честве примера в табл. 2 приведены изменения в температуре T , газовом давлении P_g и концентрации свободных электронов N_e на трех характерных росселандовских глубинах τ_R , возникающие при увеличении содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в 5 раз по сравнению с Солнцем. Выбранные при этом параметры $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ соответствуют сверхгиганту класса F0. Видно, что температура T меняется очень мало, а наибольшие изменения претерпевает распределение газового давления P_g .

Таблица 2
ИЗМЕНЕНИЯ В МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ С
ПАРАМЕТРАМИ $T_{\text{эфф}} = 7400 \text{ К}$ И $\lg g = 1.7$ ПРИ
УВЕЛИЧЕНИИ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В 5
РАЗ

τ_R	$\Delta T (\text{К})$	$\Delta \lg P_g$	$\Delta \lg N_e$
0.001	23	0.40	0.16
0.01	16	0.32	0.11
0.1	3	0.29	0.08

Каково же реальное содержание гелия в атмосферах F-сверхгигантов? К сожалению, температуры этих звезд слишком низки, и поэтому в их спектрах не наблюдаются абсорбционные линии He I фотосферного происхождения. Поэтому количественные оценки можно делать лишь на основе эволюционных моделей. Как показано нами [4, 5], массы F0-сверхгигантов $\alpha \text{ Car}$, $\alpha \text{ Lep}$ и $\epsilon \text{ Car}$ заключены примерно в интервале от 8 до $12 M_\odot$. Выполненные недавно расчеты эволюции массивных звезд [16] показали, что у звезды с массой $15 M_\odot$ содержание гелия на поверхности может увеличиться после перемешивания лишь в 1.3 раза (точнее, отношение $N(\text{He})/N(\text{H})$ возрастает от 0.10 до 0.13). У звезды с массой $9 M_\odot$, как следует из [17], величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ возрастает в 1.08 раза для стандартной эволюционной модели и в 1.5 раза для модели с дополнительным перемешиванием (введенным, чтобы объяснить наблюдаемые аномалии в содержании C, N и O у желтых сверхгигантов). На основании табл. 2 можно заключить, что такое малое повышение содержания гелия практически не изменит структуры атмосферы.

4) *Отклонения от ЛТР.* Мы видим, что рассмотренные выше причины не могут объяснить обнаруженные расхождения в содержании Fe и Ti между сильными и слабыми линиями, достигающие в случае сверхгигантов F0 величины $\Delta \lg \epsilon = 0.5\text{--}0.6$. Рассмотрим теперь, к каким последствиям могут привести отклонения от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Эти отклонения могут повлиять на определение ϵ и ξ тремя путями: 1) через модель атмосферы, 2) через населенности атомных уровней

данного элемента и 3) через степень его ионизации. Остановимся сначала на первой из указанных возможностей.

До последнего времени приходилось использовать ЛТР-модели атмосфер сверхгигантов класса F, так как корректные расчеты моделей при отказе от ЛТР связаны с большими трудностями. В качестве первого шага мы вычислили не-ЛТР модели атмосфер для сверхгигантов α Car, α Per, ϵ Car и γ Cyg, предположив, что отклонения от ЛТР не влияют на распределение температуры. Эти расчеты были выполнены с помощью программы, разработанной И. Губены в Астрономическом институте АН СССР. Оказалось, что отказ от ЛТР приводит к таким малым изменениям в зависимостях $P_g(\tau)$ и $N_e(\tau)$, которые никак не могут устранить различий между $\xi_i^I(\tau)$ и $\xi_i^{II}(\tau)$.

Более существенными могут оказаться изменения температуры $T(\tau)$. Расчеты моделей атмосфер [18, 19], выполненные для сверхгигантов класса A0, показали, что отказ от предположения ЛТР приводит к заметному понижению $T(\tau)$ в области формирования линий. Если аналогичное понижение имеет место и в случае F-сверхгигантов, это должно привести к уменьшению величины $lg \epsilon$ для линий Fe I и, в меньшей мере, для линий Fe II и Ti II. Однако, чтобы этот эффект мог устранить разницу в содержании ϵ между относительно сильными и слабыми линиями, пришлось бы ввести для таких линий совершенно разные поправки ΔT . Например, в случае ϵ Car, чтобы устранить ход в содержании железа при $\xi_i = \xi_i^{II}(\tau)$, необходимо уменьшить значения $lg \epsilon$ для слабых линий Fe I на 0.5 (см. рис. 2b). Для этого потребовалось бы понизить T в области формирования таких линий на величину $\Delta T \approx 500$ K. В то же время для относительно сильных линий Fe I было бы $\Delta T \approx 0$. Конечно, сильные линии в среднем образуются в более высоких слоях атмосферы, чем слабые линии. Однако, исходя из результатов [18, 19], все же трудно ожидать, что уменьшение температуры ΔT , к которому приводят отклонения от ЛТР, испытывает такую сильную зависимость от глубины. Кроме того, понижение T на 500 K для слабых линий привело бы к общему большому дефициту железа и других элементов в атмосферах сверхгигантов класса F0, который трудно было бы понять с эволюционной точки зрения.

Все сказанное приводит нас к выводу, что влияние отклонений от ЛТР на модели атмосфер F-сверхгигантов не может объяснить найденных различий между ξ_i^I и ξ_i^{II} . Вместе с тем следует отметить, что необходимы дополнительные расчеты моделей атмосфер таких звезд, чтобы до конца выяснить вопрос о возможных изменениях в распределении $T(\tau)$ при отказе от ЛТР.

3. *Повышение степени ионизации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР.* Мы уже отмечали, что отклонения от ЛТР могут влиять также

на населенность уровней и на степень ионизации. В статье Ниссена и Густафссона [20] этот вопрос был исследован для карликов класса F. Расчеты были выполнены на основе упрощенной модели атома Fe I с двенадцатью уровнями. Оказалось, что отклонения от ЛТР в населенностях уровней невелики; они становятся заметными лишь в самых верхних слоях атмосферы, то есть для очень сильных линий Fe I. Совершенно иначе обстоит дело со степенью ионизации: отношение $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ в области образования линий становится существенно больше равновесного (для краткости будем называть это явление сверхионизацией). Так как большинство атомов железа в атмосферах F-звезд находится в ионизованном состоянии и поэтому заметно изменить концентрацию $N(\text{Fe II})$ уже невозможно, повышение степени ионизации происходит в основном за счет уменьшения $N(\text{Fe I})$. Отметим, что сравнительно небольшая сверхионизация Fe I в области образования фотосферных линий ранее была предсказана также для Солнца [21] и для гигантов классов G и K [22].

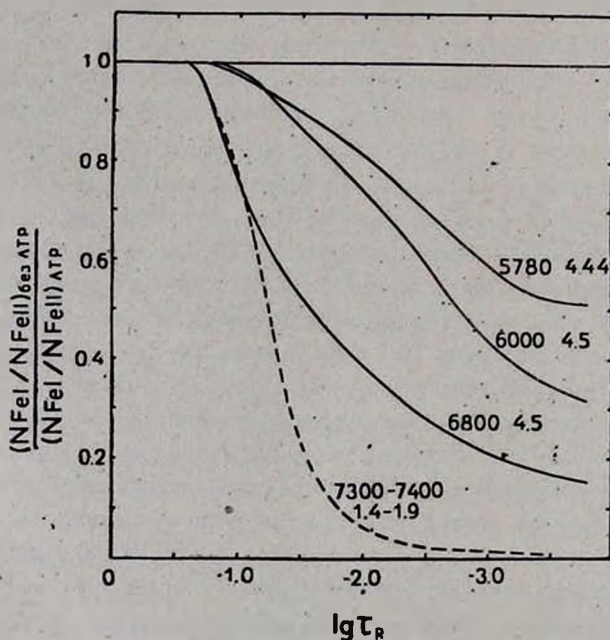


Рис. 4. Отклонения от ЛТР в степени ионизации. Рядом с каждой кривой указаны соответствующие значения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Сплошные линии — данные расчетов [20], штриховая линия — эмпирическая зависимость, найденная нами для сверхгигантов класса F0.

На рис. 4 воспроизведены результаты работы [20], полученные для трех моделей атмосфер при нормальном химическом составе (сплошные линии). Верхняя кривая соответствует Солнцу. Здесь представлены измене-

ния в отношении $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ вследствие отклонений от ЛТР, вычисленные в зависимости от средней росселандовской оптической глубины τ_R . Приведенные кривые по существу отражают изменения в $N(\text{Fe I})$. Видим, что в верхних слоях атмосферы концентрация нейтральных атомов железа понижена в несколько раз по сравнению с ЛТР. Это должно привести к уменьшению теоретических эквивалентных ширин линий Fe I, а отсюда — к повышению содержания $\epsilon(\text{Fe})$, определяемого по достаточно сильным линиям. С другой стороны, так как концентрация ионизованных атомов железа практически не меняется, сверхионизация не влияет на содержание $\epsilon(\text{Fe})$, определяемое по линиям Fe II.

Эффект сверхионизации атомов Fe I обусловлен фотоионизацией этих атомов ультрафиолетовым излучением (ионизация, например, с основного уровня Fe I возможна фотонами с $\lambda < 1575 \text{ \AA}$). И хотя у F-звезд энергия, излучаемая в ультрафиолетовой части спектра, на несколько порядков меньше энергии, излучаемой в видимой области, она играет важную роль при детальном рассмотрении процесса ионизации. Отметим, что в расчетах [20] использованы наблюдательные данные об ультрафиолетовых потоках F-звезд.

В [20] отмечены два момента, связанные с эффектом сверхионизации. Во-первых, этот эффект существенно зависит от содержания металлов (у F-сверхгигантов содержание металлов близко к солнечному). Во-вторых, и это для нас особенно важно, сверхионизация усиливается с ростом $T_{\text{эф}}$ (см. рис. 4). Так как обнаруженное нами несоответствие между ξ_I^I и ξ_I^{II} тоже усиливается с повышением $T_{\text{эф}}$, возникает предположение, что такое несоответствие объясняется занижением степени ионизации в ЛТР-расчетах.

Чтобы проверить это предположение, мы повторили для $\gamma \text{ Cyg}$ вычисления содержания железа по линиям Fe I, предварительно исправив значения $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ в соответствии с кривой, приведенной на рис. 4 для $T_{\text{эф}} = 6000 \text{ K}$ (эта температура практически совпадает с той, которая найдена для $\gamma \text{ Cyg}$, см. табл. 1). Выяснилось, что после учета сверхионизации расхождение между $\xi_I^I(\tau)$ и $\xi_I^{II}(\tau)$ для $\gamma \text{ Cyg}$ полностью исчезает, то есть для линий Fe I при $\xi_I = \xi_I^{II}(\tau)$ исчезает ход в содержании железа с ростом W_λ (рис. 3с). Таким образом, в случае $\gamma \text{ Cyg}$ удастся исправить распределение микротурбулентности $\xi_I^I(\tau)$, найденное по линиям Fe I, и привести его в согласие с распределением $\xi_I^{II}(\tau)$, полученным по линиям ионов Fe II и Ti II.

Наши расчеты показали, что для сверхгигантов класса F0 тех изменений в величине $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$, которые найдены в [20] для $T_{\text{эф}} = 6000$ и 6800 K , оказывается недостаточно. Это вполне объясняется тем, что сверхионизация усиливается с ростом $T_{\text{эф}}$ и поэтому при темпе-

ратурах $T_{\text{эф}} = 7300\text{—}7400$ К, соответствующих сверхгигантам F0 (табл. 1), можно ожидать более значительных отклонений от ЛТР в степени ионизации.

Приняв в качестве начального приближения кривую, приведенную на рис. 4 для $T_{\text{эф}} = 6800$ К, мы подобрали для F0-сверхгигантов такое распределение $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$, которое полностью устраняет расхождение между ξ^{I} и ξ^{II} . Найденные изменения в $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ представлены на рис. 4 штриховой линией. Из сравнения рис. 2b и 2c видно, что при этом полностью исчезает ход в содержании Fe при возрастании W_{λ} . Отличие от ЛТР в этом случае, как и следовало ожидать, оказалось более сильным, чем для поздних F-звезд. Например, на оптической глубине $\tau_{3000} = 0.01$ степень ионизации $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ повысилась в 10 раз, а на глубине $\tau_{2000} = 0.001$ — примерно в 70 раз по сравнению с ЛТР.

Интересно, что для трех F0-сверхгигантов — α Car, α Lep и ϵ Car —, принадлежащих разным классам светимости, то есть имеющих разные значения g , изменения в ионизации удалось описать одной кривой на рис. 4. Далее, для F8-сверхгиганта γ Cyg подошла кривая F-карлика с такой же эффективной температурой, но с совершенно иным значением $\lg g$ (4.5 вместо 1.2). Все это может указывать на то, что сверхионизация мало зависит от ускорения силы тяжести g .

Из сравнения рис. 2a и 2c видно, что среднее содержание железа, определенное по линиям Fe I, после учета сверхионизации повышается для сверхгигантов F0 на величину $\Delta \lg \epsilon = 0.15\text{—}0.20$. При этом к уменьшению $N(\text{Fe I})$ оказались чувствительными не только сильные, но и слабые линии; хотя в области формирования слабых линий сверхионизация мала, зато такие линии сильнее зависят от $N(\text{Fe I})$. Как уже отмечалось, отклонения от ЛТР могут понижать температуру $T(\tau)$ в моделях атмосфер. Достаточно понизить $T(\tau)$ в области образования линий на 150—200 К, чтобы компенсировать указанное повышение в $\epsilon(\text{Fe})$ для F0-сверхгигантов. Как видно из рис. 3a и 3c, для поздних F-сверхгигантов, где эффект сверхионизации меньше, ее учет практически не влияет на определение $\epsilon(\text{Fe})$ по слабым линиям Fe I.

Итак, отклонения от ЛТР в степени ионизации могут существенно повлиять на распределение микротурбулентности $\xi^{\text{I}}(\tau)$, найденное по линиям Fe I. Более точным является распределение $\xi^{\text{II}}(\tau)$, полученное по линиям ионов Ti II и Fe II.

В заключение отметим, что к идее сверхионизации у сверхгигантов класса F мы пришли эмпирическим путем, пытаясь устранить обнаруженное несоответствие в $\xi_i(\tau)$ между нейтральными и ионизованными атомами. Следующим шагом в решении этой проблемы должны стать соответ-

ствующие расчеты, подобные [20—22] и выполненные на основе имеющихся данных об ультрафиолетовых потоках этих звезд. Такие расчеты полезно провести не только для железа, но и для других элементов, которые также могут показать существенные отклонения от ЛТР в степени ионизации.

4. Выводы

1) Анализ микротурбулентности ξ_i по линиям Fe I у сверхгигантов класса F приводит к более низким значениям ξ_i , чем по линиям ионов Fe II и Ti II. Это расхождение усиливается при переходе от подкласса F8 к подклассу F0.

2) Найденное несоответствие не удается объяснить систематическими ошибками в силах осцилляторов или в постоянных затухания. Оно не исчезает после учета повышенного содержания гелия и после учета отклонений от ЛТР в моделях атмосфер.

3) Наиболее вероятное объяснение связано с повышением степени ионизации Fe при отказе от ЛТР, предсказанным ранее для карликов и гигантов классов F—K [20—22]. Учет этой дополнительной ионизации позволяет исправить распределение микротурбулентности, найденное по линиям Fe I, и привести его в согласие с распределением, найденным по линиям Fe II и Ti II. Значения ξ_i , определенные по линиям ионизованных атомов, являются более точными.

4) Для сверхгигантов класса F0 концентрация атомов Fe I при $\tau_{5000} \leq 0.01$ может быть уменьшена по сравнению с ЛТР в 10 раз и более. Для сверхгигантов класса F8 изменения в степени ионизации гораздо меньше. Таким образом, отклонения от ЛТР в ионизации Fe сильно зависят от $T_{\text{эф}}$.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. Губены за помощь в вычислении моделей атмосфер F-сверхгигантов с учетом отклонений от ЛТР и В. В. Цымбалу за вычисление моделей атмосфер с повышенным содержанием гелия.

Крымская астрофизическая
обсерватория

NON-LTE EFFECT ON DETERMINATION OF MICROTURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS

L. S. LYUBIMKOV, A. A. BOYARCHUK

It has been shown that the analysis of Fe I lines in the spectra of several F-type supergiants leads to lower values of microturbulent velocity ξ_i in comparison with lines of ions Fe II and Ti II (fig. 1). This

7—833

effect depends on T_{eff} — for F0-stars the relative difference in ξ , values is noticeably greater than for F8-stars (table 1). Probable causes of the disparity in microturbulence determination, effect of errors in oscillator strengths and in damping, effect of helium overabundance, and effect of departures from LTE are discussed. It has been shown that if over-ionization of Fe I atoms due to departures from LTE (fig. 4) would be taken into account, we could eliminate the obtained discrepancy in microturbulent velocities.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 64, 3, 1981.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 66, 130, 1982.
3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Астрофизика, 18, 375, 1982.
4. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, Астрофизика, 18, 596, 1982.
5. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Астрофизика (в печати).
6. J. C. Castley, R. D. Watson, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 41, 397, 1980.
7. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крымской обс., 63, 66, 1981.
8. R. L. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
9. D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons, M. N., 199, 43, 1982.
10. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 70 (в печати).
11. R. L. Kurucz, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report, No. 390, 1, 1981.
12. D. F. Carbon, G. E. Langer, D. Butler, R. P. Kraft, N. B. Suntzeff, E. Kemper, C. F. Trefzger, W. Romanishin, Ap. J. Suppl. ser., 49, 207, 1982.
13. C. H. Corliss, J. L. Tech, Journal of Research of NBS (A. Physics and Chemistry), 80A, 787, 1976.
14. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 69 (в печати).
15. S. L. Wright, J. D. Argyros, Comm. Univ. London Obs., No. 75, 1975; S. L. Wright, Comm. Univ. London Obs., No. 76, 1975.
16. W. M. Brunsch, J. W. Truran, Ap. J., 256, 247, 1982.
17. S. A. Becker, A. N. Cox, Ap. J., 260, 707, 1982.
18. R. P. Kudritzki, Astron. Astrophys., 28, 103, 1973.
19. S. Frandsen, Astron. Astrophys., 37, 139, 1974.
20. P. E. Nissen, B. Gustafsson, in "Astronomical Papers Dedicated to Bengt Ström-gren" (ed. A. Reiz, T. Anderson), Copenhagen, 1978. p. 43.
21. R. G. Athay, B. W. Lites, Ap. J., 176, 809, 1972.
22. B. W. Lites, C. R. Cowley, Astron. Astrophys., 31, 361, 1974.

УДК 524.3

О СВОЙСТВАХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕТРОВ В ГОРЯЧИХ ЗВЕЗДАХ

И. Н. ПОРТНОВА, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 24 ноября 1982

Принята к печати 4 августа 1983

На основе изучения ультрафиолетовых спектральных линий с асимметричными профилями в 14 ОВ-звездах предпринята попытка определить зависимость физических характеристик звездных ветров от температуры и светимости горячих звезд. Использовались модели «теплого» ветра и «корона+холодный ветер». Получено, что в рамках этих моделей должны существовать скачки в температуре вещества ветров в звездах с $T_{\text{эфф}}$ равными ~ 13000 К и $T_{\text{эфф}} = 20\,000 \div 25\,000$ К. Вывод о существовании первого скачка согласуется с независимыми результатами, полученными Розендалем при изучении сильных линий в визуальных спектрах горячих звезд. Одна из возможностей объяснения второго скачка состоит в предположении о влиянии конвективной турбулентности в зоне полной ионизации гелия на нагрев вещества в звездных ветрах.

1. Ультрафиолетовые спектральные наблюдения горячих звезд, проведенные в последнее десятилетие, обнаружили явление звездных ветров, которое с меньшей очевидностью можно установить по наземным данным. Главной особенностью этих ультрафиолетовых спектров является наличие в них сильных асимметричных (часто с профилями типа Р Лебеда) линий ионов NV и O VI в спектрах звезд O—B1 и C IV и Si IV в спектрах В-звезд [1].

Существование линий этих ионов свидетельствует не только о радиальном движении верхних слоев звезд, но и о специфических условиях ионизации вещества в звездных ветрах, т. к. при $T \sim T_{\text{эфф}}$ в предположении термодинамического равновесия такие ионы в большом количестве образоваться не могут.

Для объяснения указанных выше особенностей были предложены три различные модели звездного ветра, которые различаются температурой вещества в нем. Первая модель—это модель так называемого «теплого» ветра, в которой ветер предполагается оптически тонким с высокой электронной температурой $T_e \sim 10^6$ К [2]. В другой модели — «корона+холодный ветер» — предполагается, что у основания «холодного» ветра с $T \sim T_{\text{эфф}}$ должна существовать тонкая ($R = 0.1 \cdot R_*$) корона с температурой $T_c \sim 10^6$ К [3]. И, наконец, в модели «тепловатого» ветра предполагается,

что оптически толстый в лаймановском континууме He II петер имеет температуру несколько выше эффективной [4]. Более подробное описание и сравнение этих моделей можно найти, например, в обзоре [5]. Как видно, все эти модели звездного ветра являются в своей основе принципиально различными, а аргументы, приводимые в пользу той или иной модели, весьма противоречивы (см. ссылки по этим моделям).

2. В настоящей работе для анализа были отобраны первые две модели звездного ветра, и с их использованием сделана попытка установить зависимости физических параметров, характеризующих звездные ветры, от температуры и светимости звезд. Результаты такого исследования позволяют сделать некоторые качественные заключения о влиянии свойств звезд на механизм нагрева вещества в звездных ветрах.

Главным параметром, который характеризует первую модель звездного ветра, является электронная температура T_e в веществе ветра. Априорное предположение о высоком ее значении ($T_e \sim 10^5$ K) позволяет считать, что «сверхионизованные» ионы образуются вследствие ударной ионизации.

Во второй модели звездного ветра главными параметрами являются температура короны T_c и мера эмиссии короны EM_c . Для этой модели априорное предположение о существовании короны позволяет получить от короны теоретический поток в области мягкого рентгеновского излучения, который является достаточным для образования этих же ионов, но за счет ионизации механизмом Оже.

Для определения физических характеристик звездных ветров обычно используется полуэмпирический метод, впервые предложенный Ламерсом и Мортонем [2], который основан на изучении сильных линий с асимметричными профилями. С помощью этого метода в рамках различных моделей разными авторами исследовались отдельные звезды со звездным ветром. Наиболее детально изучены звезды ϵ Pup (O4 If), τ Sco (B0 V), ξ Ori (O9.5 Ib) [2, 6, 7], комплексного же исследования звезд разных спектральных типов, насколько нам известно, не проводилось. В настоящей работе с использованием по возможности комплексного подхода определены физические характеристики звездных ветров в рамках вышеупомянутых их моделей у звезд, список которых представлен в табл. 1. Из таблицы видно, что выбраны ОВ звезды с различной температурой и светимостью, большинство из которых ранее детально не исследовалось.

Остановимся кратко на описании метода определения параметров звездного ветра.

Оптическая глубина образования линии в расширяющейся атмосфере (см. [8]) определяется соотношением

$$\tau(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \lambda_0 f n_i \left(\frac{dv}{dr} \right)^{-1} = \frac{\pi e^2}{m_e c} z(v), \quad (1)$$

где n_i — концентрация поглощающих частиц (см^{-3}); v — скорость расширения оболочки на расстоянии r от поверхности звезды, все остальные обозначения общеприняты.

Используя закон сохранения массы в сферически-симметричном потоке в ветре

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(v) v(r), \quad (2)$$

где $\dot{M}$ — скорость потери массы звездой, и обозначив $w = v(r)/v_\infty$, где v_∞ — предельная скорость расширения околосредней оболочки, из (1) и (2) получим

$$z(w) = Q_i P(w) \frac{n_i}{n_E}, \quad (3)$$

где n_i/n_E — содержание иона i по отношению к полному содержанию элемента E . Здесь обозначено

$$Q_i = \lambda_0 f \frac{n_E}{n_H} \frac{n_H}{\rho} \frac{1}{2\pi v_\infty^2}, \quad (4)$$

$$P(w) = \frac{\dot{M}}{R_*^2} \frac{1}{x^3} \frac{dx}{dw^2}, \quad (5)$$

где $x = r/R_*$, R_* — радиус звезды, n_H — концентрация водорода, для стандартного химического состава $n_H/\rho = (1.42 \cdot m_H)^{-1}$. Величину $\tau(w)$ согласно Кастору и Ламерсу [9], удобно представить в следующем параметрическом виде:

$$\tau(w) = T(\gamma + 1)(1 - w_0)^{-\gamma-1}(1 - w)^\gamma. \quad (6)$$

Эта формула получена ими на основании модельных расчетов ионизационного содержания в оболочках звезд с использованием различных зависимостей скорости от расстояния при учете формы профилей ультрафиолетовых «оболочечных» линий. Параметр $\gamma > 0$, а величина T связана с полной оптической глубиной:

$$T = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{v_\infty} N_i,$$

где N_i — плотность поглощающих ионов (см^{-2}) в единичном столбце в

оболочке. Для скорости расширения у основания оболочки принимается $w_0 = 0.01$. Зависимости скорости расширения от расстояния в оболочках звезд, полученные теоретически и из наблюдений, хорошо аппроксимируются формулой:

$$w = 0.01 + 0.99 \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\alpha}, \quad (7)$$

где α принимает значения $0.5 \div 4$ [9].

Путем сравнения наблюдаемых профилей спектральных линий с теоретическими, рассчитанными при различных T , γ и α , можно определить значения этих параметров, соответствующие данной линии и, следовательно, функцию $\tau(w)$. Зная $\tau(w)$, из (1) и (3) получим:

$$P(w) \frac{n_i}{n_E} = \frac{z(w)}{Q_i}. \quad (8)$$

Изучив несколько «оболочечных» линий в спектре звезды, из (4) и (8) можно определить значения $P(w) n_i/n_E$ для каждой из них. Предельная скорость расширения оболочки v_{∞} определена для всех исследуемых звезд по ультрафиолетовым наблюдениям [1], химический состав принят стандартным. Рассчитав значения n_i/n_E в рамках определенной модели звездного ветра, можно по различным линиям определить величину $P(w)$. Как видно из (5), она не зависит от параметров линии, и, следовательно, те значения физических характеристик звездного ветра, при которых $P(w)$, определенные по разным спектральным линиям, совпадают, можно считать характеризующими звездный ветер данной звезды в рамках принятой модели. Обычно рассматривают характерную точку в оболочке при $w = 0.5$. С помощью такого метода нами были определены значения T , звездных ветров для модели «теплого» ветра и меры эмиссии EM_c корон для модели «корона + холодный ветер» для всех звезд, приведенных в табл. 1.

Примеры зависимости величины $P(0.5)$ от электронной температуры и меры эмиссии для звезды ρ Leo приведены на рис. 1. Из рис. 1а видно, что наилучшее согласие определенных по разным линиям значений $P(0.5)$ в рамках модели «теплого» ветра достигается при электронной температуре звездного ветра, равной $1 \cdot 10^5 - 1.2 \cdot 10^5$ К. Из рис. 1б можно видеть, что в случае модели «корона + холодный ветер» аналогичное согласие достигается при значениях $EM_c = (0.2 \div 1) \cdot 10^{57} \text{ см}^{-3}$.

При определении параметров звездного ветра использовались наблюдательные данные, полученные на ИСЗ «Коперник» [10], IUE [11], TD-1 [12].

Для определения «наблюдаемых» функций $\tau(w)$ проводилось сравнение наблюдаемых ультрафиолетовых линий с теоретическими. У всех ионов исследовались резонансные линии, кроме C III, у которого изучалась только линия 1175.67 Å ($2p^3F^o - 2p^3P$). Резонансная линия C III 977.026 Å ($2s^1S - 2p^1P^o$), к сожалению, лежит в области малой чувствительности аппаратуры «Коперника» и IUE. Список всех исследованных ионов приведен в табл. 1.

Таблица 1

№	Звезда	Сп. класс	Наблюдаемые ионы	Модель $T_{эфф}$ и $\lg g$
1	ϵ Pup	O4 If	OVI, N V, Si IV, C IV	35000/3.3
2	15 Mon	O7 V((f))	OVI, N V	35000/3.3
3	α Cam	O9.5 Ia	O VI, N V, Si IV, C III, Si III	30000/3 30000/4
4	μ Col	O9.5 V	O VI, N V	35000/3.3
5	τ Sco	B0 V	O VI, N V, Si IV	30000/4
6	κ Ori	B0.5 Ia	O VI, N V, Si IV, C III, Si III	30000/3 25000/3
7	ρ Leo	B1 Iab	N V, Si IV, Si III	25000/3 20000/2.5
8	σ Sco	B1 III	Si IV, C III, C II, Mg II	25000/3
9	ϵ^2 CMa	B3 Ia	Si IV, C IV, C III, Mg II	15000/2.5
10	η UMa	B3 V	Si IV, C III, C II, Mg II	20000/4
11	η CMa	B5 Ia	Si IV, C IV, C III, Mg II	15000/2.5 12000/2.5
12	δ Per	B5 III	Si IV, C III, Mg II	15000/4
13	α Leo	B7 V	C III, Mg II	12000/4
14	β Ori A	B8 Ia	C III, Mg II	12000/2.5

Следует отметить, что общепризнанным считается существование в спектре звезды β Ori линий резонансных дублетов «оболочечного» происхождения Si IV 1393.755, 1402.77 Å и C IV 1548.202, 1550.762 Å. Детальное исследование при помощи расчетов синтетических спектров соответствующих спектральных участков показало, что наблюдаемые особенности, отождествляемые обычно с резонансными линиями Si IV и C IV, можно объяснить в спектре этой звезды фотосферными блендами. При расчетах использовалась модель атмосферы с $T_{эфф} = 12000$ K и $\lg g = 2.5$ [13]. Описание программы расчетов синтетических спектров и аналогичное исследование других линий можно найти в [14].

Теоретические профили линий рассчитывались нами при различных T , τ , и α с использованием приближенного решения уравнения переноса излучения в расширяющейся сферически-симметричной атмосфере, полу-

ченного в [8], при учете фотосферных компонентов этих линий по формулам из [9]. При этом считалось, что красные крылья линий со слабой асимметрией образуются в фотосфере, и фотосферные линии симметричны. Для линий с сильно асимметричными профилями учет фотосферных компонентов не проводился (возможность такого упрощения доказана численными экспериментами), и использовались теоретические профили из каталога [9], рассчитанные с помощью вероятностного метода Соболева [15]. Для первых семи звезд из табл. 1 параметры T и γ взяты из [16].

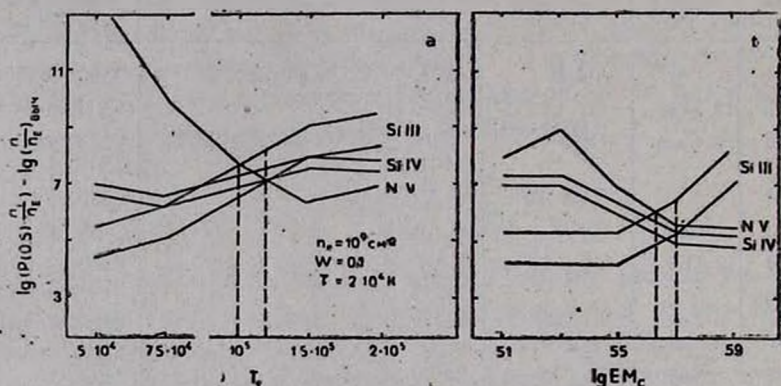


Рис. 1. Изменение величины $P(w) = \frac{\dot{M}}{R_*} \frac{1}{x^2} \frac{dx}{dw^2}$ при $w = 0,5$ для звезды ρ Leo в зависимости от: а) электронной температуры звездного ветра в случае модели «теплого» ветра; б) меры эмиссии короны в случае модели «корона — холодный ветер».

Теоретические значения n_i/n_E всех рассматриваемых ионов получались решением уравнений стационарности в «небулярном» приближении, т. е. считалось, что населенности возбужденных состояний пренебрежимо малы. Расчеты проводились при значениях электронной концентрации $n_e = 10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, которые считаются характерными для звездных ветров.

Средняя интенсивность излучения в оптически тонком ветре $I_* = W I_c^*$, где W — фактор дилуции излучения, который при расчетах был принят равным 0.1, что соответствует $r \sim 2 R_*$. Численные эксперименты показали, что вариации в W конечный результат существенно не изменяют.

Значения I_c^* рассчитывались по моделям атмосфер [17] с параметрами, приведенными в табл. 1, модели с $T_{\text{эф}} = 12000$ взяты из [13]. При расчетах учитывались все агенты непрерывного поглощения, важные при высоких температурах.

При решении уравнений стационарности учитывались процессы радиативной и ударной ионизации и рекомбинации, диэлектронной рекомбинации. Для оценки населенности возбужденного уровня $S III\ 2p\ ^3P^0$ отдельно были проведены расчеты по решению уравнений стационарности для нескольких возбужденных уровней $S III$ с учетом скоростей радиативно-го и ударного возбуждения и девозбуждения.

Скорости диэлектронной рекомбинации рассчитаны по приближенной формуле из [18], сечения радиативной ионизации взяты из ссылок, приведенных в этой статье. Ударные скорости рассчитаны с использованием таблиц из [19], а также по формуле из [20]. При расчетах скоростей ионизации Оже использовались сечения из [21] для кремния и сечения из [22] для остальных элементов. При этом считалось, что в результате акта Оже-ионизации испускаются два электрона, что считается точным предположением для элементов с числом электронов меньше 10 и только приближенно верно для кремния. При расчетах уравнений стационарности для магния процесс Оже-ионизации не учитывался.

Необходимо отметить, что все расчеты тщательно контролировались сравнением результатов с уже имеющимися в литературе.

3. Остановимся на обсуждении результатов для обеих моделей.

а) *Модель «теплого» ветра.* Большинство исследователей в настоящее время сходятся во мнении о том, что решающую роль в возникновении звездного ветра горячих звезд должно играть давление излучения в резонансных и субординатных линиях (см., например, [23]), однако необходим некоторый дополнительный источник нетепловой энергии, который при взаимодействии с излучением способен разогнать вещество в оболочках звезд до сверхзвуковых скоростей. Авторы данной модели звездного ветра в работах [2, 6] предполагают, что энергия этого источника должна нагревать вещество в ветре до высоких температур. Другой, так называемый «кинетический» механизм нагрева звездного ветра до таких температур предложен в [24].

Результаты определения T_e в рамках модели «теплого» ветра для всех исследуемых звезд приведены на рис. 2. Номера на рисунке соответствуют номерам звезд в табл. 1.

Из рисунка видно, что электронная температура звездного ветра круто изменяется в звездах с $T_{eff} = 20\ 000 \div 25\ 000$ и с $T_{eff} \sim 13\ 000$ К. Полученная зависимость электронной температуры звездного ветра от эффективной температуры звезд в рамках рассматриваемой модели наводит на мысль, что должны происходить изменения в механизме нагрева вещества звездных ветров в звездах спектральных классов около B1 и B6—B7. Эти изменения могут быть связаны либо с изменениями условий действия

некоторого механизма нагрева, либо с появлением каких-то дополнительных источников нагрева при соответствующих температурах.

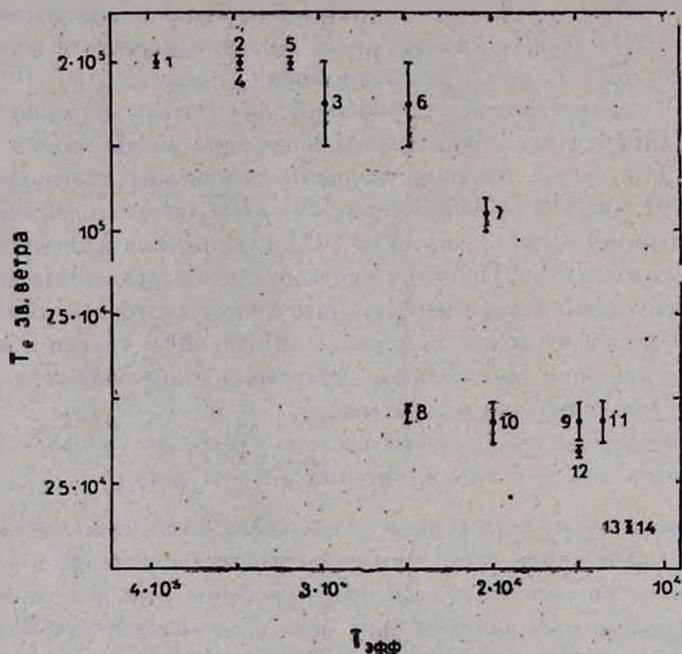


Рис. 2. Значения электронной температуры звездных ветров, определенные в рамках модели «теплого» ветра, в зависимости от эффективной температуры звезд. Указанные вертикальными линиями ошибки в значениях T_e для всех звезд определяются разбросом в пересечении линий $P(0.5)$ для разных ионов (см. рис. 1а).

б) *Модель «корона + холодный ветер».* При расчете скорости Оже-ионизации интенсивность рентгеновского излучения от короны рассчитывалась по формуле:

$$I_r = F_r W \exp(-\theta_r),$$

где θ_r — оптическая глубина ветра в столбце от основания «холодного» ветра до исследуемой точки радиуса r .

Поток рентгеновского излучения в частоте ν можно представить в виде [3]:

$$F_\nu = \beta_c F_0 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_c}\right).$$

Постоянная F_0 — поток свободно-свободного излучения короны у порога непрозрачности «холодного» ветра для рентгеновского потока.

Для определения F_0 использовались расчеты Като [25], который рассчитал величины P_L/n_e^2 эрг см³/с А, где P_L — скорость эмиссии единицы объема плазмы, для набора корональных температур. Нетрудно получить, что поток на единицу частоты равен

$$F_0 = F_\lambda \frac{c}{v^2} = \frac{P_L}{n_e^2} \frac{EM_c}{S} \frac{c}{v^2}, \quad (9)$$

где S — площадь излучающей поверхности короны.

При пороговой частоте непрозрачности звездного ветра, соответствующей энергии К-оболочки иона O VI $\nu = 1.4 \cdot 10^{17}$ с⁻¹, поток свободно-свободного излучения с единицы поверхности короны:

$$F_0 = 4.406 \cdot 10^{-43} \frac{EM_c}{R_*^2} \text{ эрг при } T_c = 5 \cdot 10^6 \text{ K},$$

$$F_0 = 7.160 \cdot 10^{-44} \frac{EM_c}{R_*^2} \text{ эрг при } T_c = 2 \cdot 10^6 \text{ K},$$

β_c — множитель, учитывающий излучение в эмиссионных линиях короны, установлен из расчетов [25], он принят постоянным для всех температур. Коэффициент поглощения рентгеновского излучения получен в [3] с использованием сечений Оже-ионизации из [22]:

$$\sum_{CNO} k_\nu = 29.2x^{-2.5} + 14.3x^{-2.54} + 140x^{-2.6},$$

здесь $x = \nu/1.4 \cdot 10^{17}$. Тогда

$$\theta_\nu(r) = \sum_{CNO} k_\nu \int_{R_c}^r \rho dr.$$

Используя (1), получим:

$$\int_{R_c}^r \rho dr = \frac{\dot{M}}{4\pi} \int_{R_c}^r \frac{dr}{v(r)r^2}.$$

Учитывая зависимость скорости расширения оболочки от расстояния (7), получим:

$$\frac{dv(r)}{dr} = 0.99 \frac{R_*}{r^3},$$

здесь величина α принята равной 1, т. к. именно такая зависимость скорости от расстояния получена для большинства исследованных звезд из

сравнения наблюдаемых профилей «оболочечных» линий с теоретическими. Далее легко получить

$$\int_{R_c}^r \rho dr = \frac{0.08 M}{v_* R_*} |\ln(r(r)) - \ln(0.01 v_*)|.$$

Величина EM_c задается в (9) как свободный параметр. Нами было принято $T = T_{\text{эф}}$ и $T_c = 0.8 T_{\text{эф}}$, такие температуры считаются характерными для «холодного» ветра.

Расчеты проводились для двух значений температуры короны: $T_c = 5 \cdot 10^6$ К для звезд, у которых наблюдаются ионы O VI, и $T_c = 2 \cdot 10^6$ К для всех остальных звезд. У звезды γ Leo, в спектре которой наблюдаются линии иона NV, но отсутствуют линии O VI [26, 14], определение EM_c было проведено при обоих значениях T_c , при этом результаты оказались практически одинаковыми. Этот результат позволяет сделать вывод, что образование «сверхионизованных» ионов в большей степени зависит от спектрального распределения потока рентгеновского излучения, чем от его величины.

Все необходимые данные о звездах взяты из [1], значения M взяты из [26, 27], для некоторых звезд M определены нами полуэмпирическим методом, описанным в [26]. На рис. 3 приведены результаты определения EM_c в рамках модели «корона + холодный ветер» в зависимости от $M_{\text{бол}}$. Поскольку «холодный» ветер не может быть оптически тонким, рассматривались два предельных случая: оптически тонкого с $I_* = W/I_c$ ветра и оптически толстого с $I_* = B_*$, где B_* — функция Планка. Как видно из рисунка, в обоих случаях есть тенденция к понижению EM_c с уменьшением светимости.

Характер зависимости EM_c от $M_{\text{бол}}$ не позволяет объяснить различия в ионизационном составе ветров звезд близкой светимости, но различной температуры вследствие различий рентгеновской светимости короны $L_x \sim EM_c$. С другой стороны, полученные результаты для модели «корона + холодный ветер» дают зависимость L_x от $L_{\text{бол}}$, что согласуется с данными рентгеновских наблюдений, которые дают зависимость $L_x \sim 10^{-7} L_{\text{бол}}$ [28].

Таким образом, различия в ионизационном составе ветров горячих звезд должны возникать из-за различий в температуре короны, которые определяют изменения в спектральном распределении потока рентгеновского излучения. В таком случае опять должны происходить достаточно большие изменения в значениях корональной температуры у звезд спектральных классов около B1 и B6—B7, обуславливающие появление «сверхионизованных» ионов в ветрах этих звезд.

Следовательно, механизм нагрева короны, в качестве которого, например, может действовать предложенный Хёрном [29] процесс диссипации возникающих при взаимодействии газодинамических возмущений с излучением звезды ударных волн, должен претерпевать изменения в звездах этих спектральных классов.

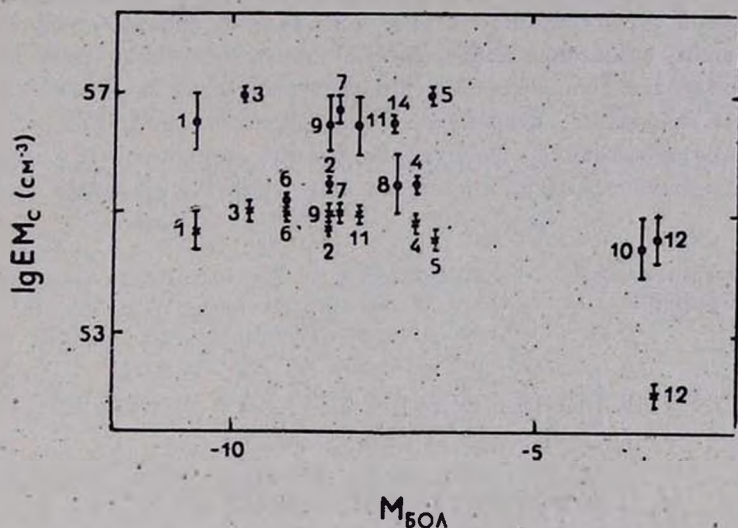


Рис. 3. Значения меры эмиссии короны, определенные в рамках модели «корона + холодный ветер», в зависимости от $M_{\text{бол}}$: $\bullet$ — для оптически тонкого ветра с $I_v = W T_v$; $\times$ — для оптически толстого ветра с $I_v = B_v$. Указанные ошибки в значениях $\lg EM_c$ для всех звезд определяются разбросом в пересечении линий $P(0.5)$ для разных ионов (см. рис. 1b).

Исходя из сказанного выше, можно сделать вывод, что при интерпретации звездных ветров с помощью моделей «теплого» ветра или «корона + холодный ветер» необходимо предположить либо изменение условий действия механизма нагрева вещества в звездных ветрах звезд спектральных классов около В1 и В6—В7, либо появление дополнительных источников нагрева звездных ветров в этих звездах.

Интересно отметить, что, изучая дифференциальные движения в атмосферах 62 звезд классов О9.5—А3 по H_α и другим сильным фотосферным линиям, Розендаль [30] обнаружил, что соотношение «градиент скорости — светимость» имеет скачок в области $T_{\text{эф}} = 12\,000\text{—}14\,000$ К. Сам Розендаль интерпретирует этот факт как результат изменения при таких температурах механизма, вызывающего звездный ветер.

Что касается скачка в температуре ветра звезд около В1, то можно предположить, что в этих звездах процесс нагревания ветров может изме-

ниться в связи с образованием зоны полной ионизации He, которая формируется при $T_{\text{eff}} = 20\,000\text{--}25\,000$ К. К такому же выводу о возможной важной роли зоны ионизации He II в ускорении и нагревании звездных ветров пришли Смит и Карп [31] при изучении фотосферных линий τ Sco и Смит и Эббетс [32] при изучении вариаций профилей в линиях H_α и Si III в спектре ρ Leo. Они считают, что наилучшим образом объяснить асимметрию в фотосферных линиях τ Sco и ρ Leo можно предположением о конвективной турбулентности в этой зоне. Таким образом, энергия акустических волн, созданных конвекцией в зоне полной ионизации He, может способствовать дополнительному нагреву вещества в ветрах.

Авторы выражают искреннюю благодарность канд. физ.-мат. наук А. А. Сапару за внимание к работе, обсуждение результатов и ценное указание на возможность влияния процесса ионизации He на нагрев звездных ветров.

Казанский государственный
университет

ON THE PROPERTIES OF STELLAR WINDS IN EARLY-TYPE STARS

I. N. PORTNOVA, N. A. SAKHIBULLIN

An attempt to determine the relation between the physical characteristics of stellar winds and temperatures and luminosities of early-type stars, based on the study of ultraviolet asymmetric lines in 14 OB-stars has been undertaken. The "warm" wind and "corona + cool wind" models have been used. It has been shown, that there are two drops in the temperatures of the wind material at T_{eff} near 13 000 K and $T_{\text{eff}} = 20\,000 + 25\,000$ K. The conclusion about the first drop is conformed by the independent analysis, by Rosendahl, based on the investigation of strong visible lines. The second drop seems to be the result of convective turbulence effect produced by the He II ionization zone.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. P. Snow, D. C. Morton, Ap. J., Suppl. ser., 32, 429, 1976.
2. H. J. G. L. M. Lamers, D. C. Morton, Ap. J., Suppl. ser., 32, 715, 1976.
3. J. P. Cassinelli, G. L. Olson, Ap. J., 229, 304, 1979.
4. J. P. Cassinelli, J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, P. A. S. P., 90, 496, 1978.
5. A. G. Hearn, IAU Colloq. 59, Dordrecht s. a., 125, 1981.
6. H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogers, Astron. Astrophys., 66, 417, 1978.

7. G. L. Olson, IAU Symp. 83, Dordrecht e. a., 217, 1978.
8. L. B. Lucy, Ap. J., 163, 95, 1971.
9. J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, Ap. J. Suppl. ser., 39, 481, 1979.
10. T. P. Snow, E. Jenkins, Ap. J. Suppl. ser., 33, 269, 1977.
11. A. B. Underhill, Ap. J., 235, L 149, 1980.
12. H. J. G. L. M. Lamers, R. Hoekstra, K. A. van der Hucht, T. M. Kamperman, ESA 1038, France, 1981.
13. R. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, No. 1, 1979.
14. И. Н. Портнова, Н. К. Бексеева, Рукопись деп. ВИНТИ, № 2137-82, 1982.
15. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Л., 1947.
16. R. Gathler, H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, Ap. J., 247, 173, 1981.
17. D. Mihalas, Non-LTE Model Atmospheres for B and O stars. NCAR-TN/STR-76, 1972.
18. S. Aldrovandi, J. Pequignot, Astron. Astrophys., 25, 137, 1973.
19. W. Lotz, Z. Phys., 216, 241, 1968.
20. Von H.-W. Drown, Z. Phys., 164, 513, 1961.
21. J. Weisheit, Ap. J., 190, 735, 1974.
22. E. Daltabutt, D. E. Cox, Ap. J., 177, 855, 1972.
23. M. Leroy, J.-P. J. Lafon, IAU Colloq. 59, Dordrecht e. a., 167, 1981.
24. Э. Я. Вилькозиский, Астрофизика, 17, 309, 1981.
25. T. Kato, Ap. J., Suppl. ser., 30, 397, 1976.
26. D. C. Morton, M. N., 189, 57, 1979.
27. M. J. Barlow, M. Cohen, Ap. J., 213, 734, 1977.
28. R. Pallavicini, L. Golub, R. Rosner, C. Vatana, Ap. J., 248, 279, 1981.
29. A. G. Hearn, Astron. Astrophys., 40, 355, 1975.
30. J. D. Rosendahl, Ap. J., 186, 909, 1973.
31. M. A. Smith, D. Ebbets, Ap. J., 247, 158, 1981.
32. M. A. Smith, A. H. Karp, Ap. J., 230, 156, 1979.

УДК 52—6

К ТЕОРИИ АНИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ. ЯВНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ РЕЗОЛВЕНТНОЙ ФУНКЦИИ

Э. Х. ДАНИЕЛЯН

Поступила 25 января 1983

Принята к печати 20 июня 1983

В статье приводится решение основного интегрального уравнения (1) теории анизотропного рассеяния света в однородном плоско-параллельном слое конечной оптической толщины. Используя полученное явное выражение для резольвентной функции Соболева $\Phi^m(\tau, \tau_0)$ (посредством обобщенных функций Амбарцумяна—Чандрасекара— $X^m(\eta, \tau_0)$ и $Y^m(\eta, \tau_0)$), находятся также явные выражения для неких вспомогательных функций f^m и $\bar{f}^m$, позволяющих, в частности, находить приведенную функцию источника и приведенную интенсивность излучения в среде конечной оптической толщины, освещенной параллельными лучами, без интегрирований по оптической глубине.

1. *Введение.* Одной из фундаментальных величин в теории анизотропного рассеяния света является резольвентная функция Соболева — $\Phi^m(\tau, \tau)$, удовлетворяющая хорошо известному [1] линейному интегральному уравнению

$$\Phi^m(\tau, \tau_0) = K^m(\tau) + \int_0^{\tau_0} K^m(|\tau - t|) \Phi^m(t, \tau_0) dt, \quad (1)$$

ядро которого имеет следующий вид:

$$K^m(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \Psi^m(\mu) \frac{d\mu}{\mu}, \quad (2)$$

причем функцию $\Psi^m(\mu)$ можно найти, если известно разложение индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ в ряд по полиномам Лежандра. Отметим, что такое разложение впервые было осуществлено В. А. Амбарцумяном [2] и впоследствии сыграло основополагающую роль в теории анизотропного рассеяния.

Нахождение решения уравнения (1) в явном виде представляет определенный интерес для теории и является основной целью настоящей работы. Решение аналогичного уравнения для полубесконечной ($\tau_0 = \infty$) среды в случае изотропного ($\Psi^m(\mu) = 1/2$) рассеяния было получено И. Н. Минниным [3], а для ядер несколько более общего вида Д. И. Нагирнером [4] (также при $\tau_0 = \infty$). Сравнительно недавно Н. Н. Роговцовым и А. Н. Самсоном [5] было найдено явное выражение функции источника при произвольных первичных источниках в среде конечной оптической толщины для случая изотропного рассеяния. На основе приводимых в [5] явных выражений для резольвенты $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ и резольвентной функции $\Phi(\tau, \tau_0)$ нами были получены явные выражения для наиболее важных характеристик светового поля в среде конечной оптической толщины [6], использование которых приводит к сильному сокращению объема вычислений по сравнению с известными ранее способами. Ясно, что получение решения уравнения (1), а также его резольвенты приведет к аналогичным упрощениям и в теории анизотропного рассеяния. Эти упрощения обусловлены тем, что в явных выражениях резольвенты и резольвентной функции зависимость от аргумента τ весьма простая, и при нахождении более сложных характеристик поля излучения интегрирование по этой переменной (обычно с неким экспоненциальным множителем) удастся провести аналитически.

Ниже будет получено решение уравнения (1) в явном виде посредством неких вспомогательных функций $a^m(\mu, \tau_0)$ и $b^m(\mu, \tau_0)$, связанных с обобщенными функциями Амбарцумяна—Чандрасекара X^m и Y^m . На основе этого решения получаются явные выражения для новых вспомогательных функций f^m и $\bar{f}^m$, позволяющих без интегрирования по оптической глубине получить решение задачи о нахождении интенсивности и функции источника в плоскопараллельном слое конечной оптической толщины, освещенном параллельными лучами, т. е. основной задачи теории рассеяния света в планетных атмосферах.

2. *Решение основного интегрального уравнения.* Для решения уравнения (1) применим метод, предложенный в упоминавшейся выше работе [5]. Умножая (1) на $e^{-\rho\tau} d\tau$ и интегрируя в пределах от 0 до τ_0 , после небольших преобразований, можно получить следующее интегральное соотношение:

$$T^m\left(\frac{1}{\rho}\right)\bar{\Phi}^m(\rho, \tau_0) = \int_0^1 \left[\frac{1}{\rho\mu + 1} - \frac{1}{\rho\mu - 1} + \right. \\ \left. + \frac{X^m(\mu, \tau_0)}{\rho\mu - 1} - e^{-\rho\tau_0} \frac{Y^m(\mu, \tau_0)}{\rho\mu + 1} \right] \Psi^m(\mu) d\mu, \quad (3)$$

в котором обозначено

$$\bar{\Phi}^m(p, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} e^{-p\tau} \Phi^m(\tau, \tau_0) d\tau, \quad T^m\left(\frac{1}{p}\right) = 1 - \int_{-1}^1 \frac{\Psi^m(\mu)}{p\mu + 1} d\mu, \quad (4)$$

а X^m и Y^m — функции Амбарцумяна — Чандрасекара [7], которые выражаются посредством функции $\Phi^m(\tau, \tau_0)$ следующим образом [8]:

$$\begin{aligned} X^m(\mu, \tau_0) &= 1 + \int_0^{\tau_0} e^{-\tau/\mu} \Phi^m(\tau, \tau_0) d\tau; \\ Y^m(\mu, \tau_0) &= e^{-\tau_0/\mu} + \int_0^{\tau_0} e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} \Phi^m(\tau, \tau_0) d\tau. \end{aligned} \quad (5)$$

Далее, заменяя p на $i\omega$, умножая (3) на $e^{i\omega\tau} d\omega/2\pi T^m(1/i\omega)$ и интегрируя в пределах от $-\infty$ до ∞ , получим

$$\begin{aligned} \Phi^m(\tau, \tau_0) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^1 \Psi^m(\mu) d\mu \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega\tau}}{T^m(1/i\omega)} \left[\frac{1 - e^{-i\omega\tau_0} Y^m(\mu, \tau_0)}{i\omega\mu + 1} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1 - X^m(\mu, \tau_0)}{i\omega\mu - 1} \right] d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

Вводя в (6) обозначения

$$\begin{aligned} a^m(\eta, \tau_0) &= 1 - \eta \int_0^1 \frac{X^m(\mu, \tau_0)}{\mu + \eta} \Psi^m(\mu) d\mu, \\ b^m(\eta, \tau_0) &= \eta \int_0^1 \frac{Y^m(\mu, \tau_0)}{\mu + \eta} \Psi^m(\mu) d\mu \end{aligned} \quad (7)$$

и $i\omega = z$, а также считая, что $\tau \neq 0$, с учетом четности функции T^m , после небольших преобразований получим, что

$$\Phi^m(\tau, \tau_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{i\infty} \frac{e^{z\tau} a^m(-1/z, \tau_0) - e^{z(\tau_0-\tau)} b^m(-1/z, \tau_0)}{T^m(1/z)} dz. \quad (\tau > 0) \quad (8)$$

Легко видеть, что числитель в полученном подынтегральном выражении является аналитической функцией в левой полуплоскости ($\operatorname{Re} z < 0$).

Знаменатель же — функция $T^m(1/z)$ имеет в левой полуплоскости линию ветвления $-\infty \leq x \leq -1$ ($z = x + iy$). Кроме того, функция $T^m(1/z)$ может обращаться в нуль. Считая (см., например, [8], гл. 5, стр. 144—145), что при $m=0$ функция T^0 имеет лишь один вещественный, простой корень; а при $m > 0$ корней нет, то переходя в (8) от интегрирования по мнимой оси к интегрированию по предельным контурам вдоль линии ветвления $-\infty \leq x \leq -1$, с учетом предельных теорем для интегралов типа Коши, и заменяя переменную x на $1/\mu$, для резольвентной функции получим окончательно следующее явное выражение:

$$\Phi^m(\tau, \tau_0) = C \left[e^{-k\tau} a^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) - e^{-k(\tau_0-\tau)} b^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \right] \delta_{0m} + \\ + \int_0^1 \frac{[e^{-\tau/\mu} a^m(\mu, \tau_0) - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} b^m(\mu, \tau_0)] \Psi^m(\mu)}{\mu R^m(\mu)} d\mu. \quad (9)$$

Здесь обозначено

$$R^m(\mu) = [T^m(\mu)]^2 + [\pi_1 \Psi^m(\mu)]^2, \quad C = \left[\int_{-1}^1 \frac{\mu \Psi^m(\mu)}{(1 - k\mu)^2} d\mu \right], \quad (10)$$

а δ_{0m} — символ Кронекера

$$\delta_{0m} = \begin{cases} 0, & m \neq 0 \\ 1, & m = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Дискретная (внеинтегральная) часть решения в (9) обусловлена наличием в выражении (8) полюса первого порядка из-за того, что функция $T^0(\mu)$ в точке $\mu = 1/k$ имеет простой нуль. Если функция $T^m(\mu)$ имеет другие нули (см., например, [15, 16]), то непрерывная (интегральная) часть решения сохраняет свою форму, а в дискретной части появляются дополнительные слагаемые, которые легко найти с помощью теории вычетов (см., например, [4]).

В случае консервативного рассеяния ($\lambda = 1$) непрерывная часть решения сохраняет прежнюю форму, в дискретной же части появляется неопределенность типа $0 \cdot \infty$ ($C \rightarrow \infty$, а величина в квадратных скобках к нулю). Раскрывая неопределенность, получим следующее выражение:

$$\Phi^m(\tau, \tau_0) = C_1 [X_1^0(\tau_0) - \tau Y_0^0(\tau_0)] \delta_{0m} + \\ + \int_0^1 \frac{[e^{-\tau/\mu} a^m(\mu, \tau_0) - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} b^m(\mu, \tau_0)] \Psi^m(\mu)}{\mu R^m(\mu)} d\mu, \quad (12)$$

в котором $X_k^0(\tau_0)$ и $Y_k^0(\tau_0)$ — угловые моменты нулевой гармоники обобщенных функций Амбарцумяна — Чандрасекара с весом $\Psi^0(\mu)$, т. е.

$$X_k^0(\tau_0) = \int_0^1 \mu^k X^0(\mu, \tau_0) \Psi^0(\mu) d\mu, \quad Y_k^0(\tau_0) = \int_0^1 \mu^k Y^0(\mu, \tau_0) \Psi^0(\mu) d\mu, \quad (13)$$

а

$$C_1 = \left[\int_{-1}^1 \Psi^0(\mu) \mu^2 d\mu \right]^{-1}. \quad (14)$$

При получении выражения (12) было использовано также следующее, легко доказуемое тождество:

$$\lim_{k \rightarrow 0} \frac{1 - X_0^0(\tau_0) - Y_0^0(\tau_0)}{k} = 0 \quad (\tau_0 \neq \infty). \quad (15)$$

Аналогичным способом можно было бы найти, разумеется, и явное выражение для резольвенты $\Gamma^m(\tau, \tau', \tau_0)$ уравнения (1), но здесь мы на этом останавливаться не будем. К тому же, если воспользоваться идеей В. В. Иванова [9] о сведении, в известном смысле, задач с анизотропным рассеянием к аналогичным задачам с изотропным рассеянием, то с помощью явных выражений для $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$, приводимых в [5] или [6], можно сразу записать и явное выражение для $\Gamma^m(\tau, \tau', \tau_0)$.

3. К задаче о нахождении интенсивности излучения в атмосферах планет. При изотропном рассеянии угловое распределение диффузного излучения в плоскопараллельном слое, освещенном параллельными лучами, зависит от двух угловых переменных. Для нахождения этих величин известны [10, 11] алгебраические соотношения, в которые входят некие вспомогательные функции, зависящие лишь от одной угловой переменной. Аналогичный результат для случая анизотропного рассеяния в полубесконечной среде был впервые получен Э. Г. Яновицким [12] и впоследствии был обобщен на случай среды конечной оптической толщины в работах А. Л. Файмата и Р. Е. Калаба [13] и несколько позже Э. Г. Яновицкого [14]. Правда, при этом разделение угловых переменных осуществляется не для самих величин интенсивностей, а для, так называемых, приведенных интенсивностей, через которые непосредственно выражаются азимутальные гармоники интенсивности излучения. Приведем одну из основных формул (в несколько других обозначениях), полученную в работе [13],

$$\left(1 - \frac{\eta}{\zeta}\right) a_+^m(\tau, \eta, \zeta, \tau_0) = D^m(\tau, \zeta, \tau_0) - \frac{\lambda S}{4} [X^m(\zeta, \tau_0) f^m(\tau, \tau_0, \eta) - Y^m(\zeta, \tau_0) \tilde{f}^m(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta)], \quad (16)$$

в которой a_+^m — приведенная интенсивность, через которую выражаются азимутальные гармоники нисходящей интенсивности (если на единицу поверхности верхней границы атмосферы падает поток солнечного излучения, равный $\pi S(\zeta)$), D^m — приведенная функция источника, введенная В. В. Соболевым (см. [8], гл. 6, стр. 158), а X^m и Y^m — функции Амбарцумяна—Чандрасекара. Вспомогательные же функции f^m и $\tilde{f}^m$ определяются следующими формулами:

$$f^m(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + \int_0^\tau e^{-(\tau-t)/\eta} \Phi^m(t, \tau_0) dt; \quad (17)$$

$$\tilde{f}^m(\tau, \tau_0, \eta) = \int_\tau^{\tau_0} e^{-(t-\tau)/\eta} \Phi^m(t, \tau_0) dt.$$

Из (16), в частном случае при $\eta = \zeta$ (как это отмечают авторы работы [13]), видно, что функция D^m также алгебраически выражается через вспомогательные функции f^m и $\tilde{f}^m$. Для них, используя полученное выше выражение (9), из (17) легко получить явные выражения

$$f^m(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + C \left[a^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) - e^{-k\tau_0} b^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) \right] \delta_{0m} + \\ + \int_0^1 \frac{[a^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu) - e^{-\tau_0/\mu} b^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu)] \Psi^m(\mu) d\mu}{\mu R^m(\mu)} \quad (18)$$

и

$$\tilde{f}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) = C \left[e^{-k\tau_0} a^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) - b^m\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) \right] \delta_{0m} + \quad (19)$$

$$+ \int_0^1 \frac{[e^{-\tau_0/\eta} a^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu) - b^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu)]}{\mu R^m(\mu)} \Psi^m(\mu) d\mu.$$

В этих выражениях A — элементарная функция, имеющая следующий вид:

$$A(\tau, \eta, \mu) = \frac{\eta \mu}{\eta - \mu} [e^{-\tau/\eta} - e^{-\tau\mu}], \quad (20)$$

а остальные обозначения прежние.

В случае консервативного рассеяния для функций f^m и $\bar{f}^m$ можно получить следующие выражения:

$$f^m(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + C_1 \eta \{ (1 - e^{-\tau/\eta}) [X_1^0(\tau_0) + \eta Y_0^0(\tau_0)] - \tau Y_0^0(\tau_0) \} \delta_{0m} + \\ + \int_0^1 \frac{[a^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu) - e^{-\tau_0/\eta} b^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu)]}{\mu R^m(\mu)} \Psi^m(\mu) d\mu \quad (21)$$

и

$$\bar{f}^m(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) = C_1 \eta \{ (1 - e^{-\tau/\eta}) [Y_1^0(\tau_0) - \eta Y_0^0(\tau_0)] + \tau Y_0^0(\tau_0) \} \delta_{0m} + \\ + \int_0^1 \frac{[e^{-\tau_0/\eta} a^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu) - b^m(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu)]}{\mu R^m(\mu)} \Psi^m(\mu) d\mu. \quad (22)$$

Следует заметить, что если при численных расчетах по формулам (9) и (12) появляется небольшое затруднение (лишь при очень малых значениях τ), влияющее на точность и связанное с наличием в знаменателе подынтегральных выражений множителя $1/\mu$, то аналогичное затруднение не возникает при вычислениях по формулам (18), (19) и (21), (22) ввиду отсутствия в них сингулярностей.

4. Заключение. Таким образом, если даны функции X^m и Y^m , то после нахождения функций $a^m(\mu, \tau_0)$ и $b^m(\mu, \tau_0)$ по формулам (5) нахождение приведенной интенсивности приведенной функции источника, как и резольвентной функции, сводится к однократному интегрированию по угловой переменной. Между тем, обычный путь нахождения этих величин состоит прежде всего в численном решении интегрального уравнения (1) (или других интегральных уравнений, приводимых в [8], а также в [14]), после чего численным интегрированием резольвентной функции по оптической глубине по формулам типа (17) находятся остальные характеристики поля излучения. Из сказанного становится ясно, что эффективность предложенного выше способа расчета поля излучения в плоскопараллельной среде во многом зависит от усилий, затраченных на нахождение функ-

ций X^m , Y^m и a^m , b^m . Нахождение X^m и Y^m -функций, как известно, сводится к численному решению систем интегральных (линейных или нелинейных) или интегро-дифференциальных уравнений. Используя некоторые из полученных выше результатов, для них (а также для функций a^m и b^m) можно получить новые уравнения. Такие уравнения и сравнение их с известными уравнениями будут приведены в отдельной работе.

В заключение автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE THEORY OF ANISOTROPICALLY SCATTERED RADIATION. THE EXPLICIT EXPRESSION FOR THE RESOLVENT FUNCTION

E. Kh. DANIELIAN

The solution of the basic integral equation (1) of the anisotropically scattered radiation in the homogeneous plane parallel slab of finite optical thickness is obtained.

With the presented explicit expression for the Sobolev's resolvent function $\Phi^m(\tau, \tau_0)$, the explicit expressions of some auxiliary functions f^m and $\tilde{f}^m$ are found which are in particular unable to find the sources function and the intensity of the radiation in the slab of finite optical thickness, illuminated by the parallel rays without integration over the optical depth.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 5, 343, 1969.
2. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз.*, 3, 97, 1942.
3. И. Н. Минин, *ДАН СССР*, 120, 63, 1958.
4. Д. И. Нагирнер, *Астрон. ж.*, 41, 669, 1964.
5. Н. Н. Роговцов, А. М. Самсон, *Журнал прикладной спектроскопии*, 25, 512, 1976.
6. Э. Х. Даниелян, *Астрофизика*, 19, 335, 1983.
7. С. Чандрасекар, *Перенос лучистой энергии*, ИЛ, М., 1953.
8. В. В. Соболев, *Рассеяние света в атмосферах планет*; Наука, М., 1972.
9. В. В. Иванов, *Астрон. ж.*, 55, 1072, 1978.
10. M. H. Kagiwada, R. E. Kalaba, *Ap. J.*, 147, 301, 1967.
11. Э. Х. Даниелян, *Астрофизика*, 12, 579, 1976.
12. Э. Г. Яновицкий, *Астрон. ж.*, 53, 1063, 1976.
13. A. L. Fgmat, R. E. Kalaba, *Astrophys. Space Sci.*, 47, 195, 1977.
14. Э. Г. Яновицкий, *Астрофизика*, 16, 363, 1980.
15. J. R. Mika, *Nucl. Sci. Eng.*, 11, 415, 1961.
16. Т. А. Гермогенова, *Препринт ИПМ, № 21, М., 1972.*

УДК 524.3.85

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД ФОНА ОБЛАСТИ Т И RY ТЕЛЬЦА

Р. А. ВАРДАНЯН, М. А. ЕРИЦЯН

Поступила 14 января 1983

Принята в печати 4 августа 1983

В работе приводятся результаты электрополяриметрических наблюдений звезд, расположенных в области между звездами Т и RY Тельца. Подтверждается ранее сделанное предположение о том, что загибы кометарных туманностей не могут быть обусловлены одним лишь искривлением силовых линий локального магнитного поля.

В работе [1] был сделан вывод о том, что локальные магнитные поля не могут привести к наблюдаемым загибам кометарных туманностей. С целью проверки данного вывода, а также изучения межзвездной поляризации нами были проведены поляриметрические наблюдения звезд, расположенных в области между звездами Т и RY Тельца.

Эти наблюдения важны тем, что:

а) Направления плоскостей поляризации звезд фона, проектирующихся на непосредственные окрестности Т Тельца и RY Тельца, как было показано в [2], сильно отклонены ($>70^\circ$) друг от друга и совпадают с направлениями имеющихся в каждой области кометарных туманностей (за направление кометарной туманности, как в работе [3], принимается направление от звезды к туманности). Исходя из этого был сделан вывод, что направления кометарных туманностей в основном обусловлены локальными магнитными полями [3].

Повтому данное исследование дает возможность выяснить: имеем ли мы в отдельных областях звезд Т Тельца и RY Тельца разные локальные магнитные поля или нет. Если нет, то может ли искривление общего локального магнитного поля привести к наблюдаемым загибам кометарных туманностей.

б) Область, где расположены звезды Т и RY Тельца, изучена многими астрономами [4—6]. Определены расстояния до поглощающих облаков в Тельце, определены расстояния и межзвездное поглощение многочисленных звезд в данной области. С другой стороны, мало сделано в отношении поляриметрического исследования света звезд, расположенных в этой об-

ласти, что необходимо для получения представления о межзвездной поляризации звезд.

Электрополяризметрические наблюдения звезд фона Т и RY Тельца проводились нами в конце 1982 г. на 40-см телескопе системы Кассегрена БАО. Каждая звезда была наблюдаема не менее двух раз, без светофильтра. Результаты наблюдений приведены в табл. 1, где представлены BD номера, средние значения степени поляризации ($\bar{P}$) и позиционных углов ($\bar{\theta}$), величина межзвездного поглощения (A_V). В таблице звезды приводятся по возрастанию угла склонения (по BD номерам), так как звезды RY Тельца и Т Тельца по своему расположению на небе в основном отличаются по углу склонения δ .

Теперь, пользуясь результатами предыдущих [2] и настоящих наблюдений, рассмотрим, как меняется позиционный угол поляризации света звезд в зависимости от угла склонения (δ), то есть, как меняется направление силовых линий локального магнитного поля от звезды Т Тельца до RY Тельца.

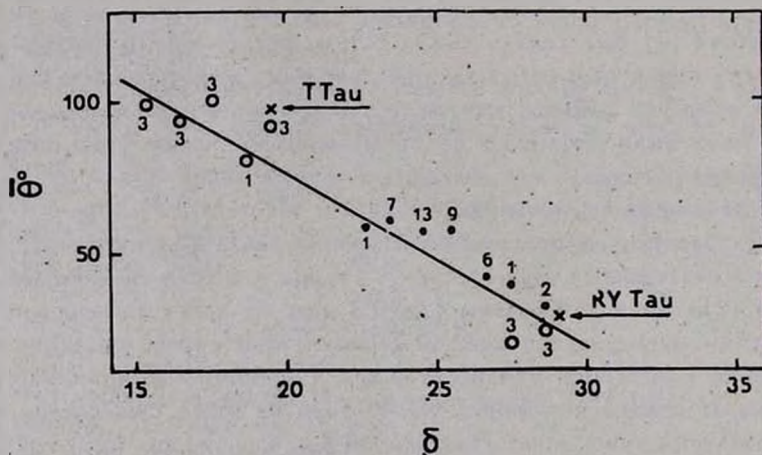


Рис. 1. Зависимость позиционного угла ($\bar{\theta}$) поляризации от склонения.

На рис. 1 приведена зависимость среднего значения позиционных углов поляризации света звезд (вычисленных для интервалов по 1° : $\delta = 15^\circ - 16^\circ, 16^\circ - 17^\circ, \dots, 28^\circ - 29^\circ$) от склонения δ . На рисунке точками отмечены результаты настоящих наблюдений, а кружками — предыдущих [2]. Цифры, нанесенные около каждой точки, указывают число звезд, попавших в каждый интервал δ , по которым было проведено усреднение значений позиционных углов поляризации ($\bar{\theta}$). На этом же рисунке крестиками обозначены значения $\bar{\theta}$, полученные для Т и RY Тельца.

Таблица 1

BD	$\bar{P}\%$	$\bar{\eta}^\circ$	A_V	BD	$\bar{P}\%$	$\bar{\eta}^\circ$	A_V
1	2	3	4	1	2	3	4
20.750	<0.5	—	—	24.673	2.8	49	—
21.630	<0.5	—	—	23.674	<0.5	—	0.34
21.637	<0.5	—	—	24.681	2.4	63	1.93
21.639	<0.5	—	—	24.683	<0.5	—	—
21.641	<0.5	—	—	24.689	<0.3	—	—
22.683	<0.5	—	—	24.691	<0.3	—	—
22.686	<0.5	—	—	24.692	<0.3	—	—
22.688	<0.5	—	—	24.699	0.7	59	—
22.702	3.2	58	—	25.681	<0.5	—	—
22.707	<0.3	—	—	25.682	<0.5	—	—
23.654	<0.5	—	—	25.685	<0.3	—	—
23.662	<0.3	—	—	25.690	<0.3	—	0.09
23.668	<0.3	—	—	25.698	<0.3	—	—
23.672	<0.3	—	—	25.700	1.3	63	0.88
23.673	1.1	63	—	25.702	1.6	68	0.50
23.675	0.8	73	—	25.703	1.2	56	3.09
23.688	2.0	55	—	25.708	3.1	61	0.04
23.690	<0.5	—	—	25.714	2.0	54	—
23.692	1.1	42	—	25.715	1.4	45	—
23.695	<0.5	—	—	25.719	<0.3	—	—
23.698	2.8	64	—	25.720	<0.3	—	—
23.701	2.5	55	—	25.723	2.4	72	—
23.702	<0.5	—	—	25.725	3.0	70	1.18
23.705	<0.3	—	—	25.731	4.0	34	—
23.710	3.2	65	—	25.734	<0.3	—	—
23.724	3.4	58	—	25.736	<0.5	—	—
24.641	1.5	67	—	25.742	2.8	47	1.52
24.642	1.6	62	—	25.686	<0.3	—	—
24.643	1.8	63	—	25.687	<0.5	—	—
24.655	3.1	54	—	26.692	<0.4	—	—
24.658	1.6	61	1.25	26.700	2.3	70	—
24.659	<0.5	—	—	26.709	<0.5	—	—
24.662	<0.5	—	0.00	26.716	2.2	28	—
22.663	0.7	43	0.26	26.722	<0.5	—	0.00
24.665	<0.5	—	—	26.720	<0.5	—	0.22
24.666	2.4	37	2.01	26.728	3.8	44	2.59
24.672	2.7	48	—	26.729	<0.3	—	—

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
26.730	<0.5	—	0.28	27.661	<0.3	—	0.22
26.732	2.2	31	—	27.662	<0.5	—	—
26.735	<0.3	—	—	27.665	<0.3	—	—
26.736	<0.5	—	0.09	28.648	3.3	18	—
26.746	3.7	40	1.98	28.662	2.6	41	—
26.750	4.9	37	—	RY Таи	3.5	17	—
26.752	<0.5	—	—	RV Таи	4.2	33	—
27.656	1.4	28	—				

Как показывает рассмотрение рисунка, имеется определенная корреляция между величинами $\bar{\theta}$ и δ . При этом среднеквадратичное отклонение позиционных углов поляризации в каждом интервале гораздо меньше ($\sigma_0 = 10^\circ$), чем наблюдаемое полное изменение $\bar{\theta}$ в зависимости от δ .

Полученная на рис. 1 корреляция между $\bar{\theta}$ и δ указывает на то, что в области между Т и RY Тельца имеет место непрерывное изменение направления магнитного поля. Это указывает на сложное поведение в этой области силовых линий локального магнитного поля. Как следует из рис. 1, при изменении δ на 15° позиционный угол поляризации изменяется на 90° . Поскольку угловые размеры кометарных туманностей, связанных со звездами типа Т Тельца, в основном меньше $3'$, то величина загиба кометарных туманностей, обусловленная обнаруженным искривлением магнитных силовых линий, не может превосходить $20'$. Такой небольшой загиб, естественно, очень трудно обнаружить. Поэтому можно считать установленным, что наблюдаемые заметные загибы кометарных туманностей не могут быть обусловлены одним лишь искривлением силовых линий локального магнитного поля.

Таким образом, как показано в [3], направления кометарных туманностей в основном вызваны действием локального магнитного поля, а их загибы — совместным действием локального магнитного момента и магнитного момента самой звезды согласно [1].

Теперь остановимся на некоторых деталях, вытекающих из результатов поляриметрических и фотометрических наблюдений звезд фона Т и RY Тельца. С этой целью построим зависимость между величиной степени поляризации ($\bar{P}$) и межзвездным поглощением (A_V) для звезд, которые приведены в табл. 1. Из приведенной на рис. 2 зависимости следует, что если исключить две звезды (BD+25.°703 и 25.°708), то для всех остальных звезд наблюдается корреляция между величиной P и A_V . Эту корреляцию можно выразить соотношением $P = 1.6 A_V$.

У звезды $BD + 25.703$ наблюдается небольшая поляризация ($\bar{P} = 1.2\%$), несмотря на значительное поглощение ($A_V = 3.0$). Это становится объяснимо, если принять одно из предположений Страйжиса [4] о том, что звезда $BD + 25.703$ возможно является двойной звездой с красным компонентом, или звездой с аномальным цветом, вследствие которого наблюдается большой избыток цвета $B-V$.

Отметим, что в списке Страйжиса [4] на расстоянии $z = 50-100$ пс (на котором находится указанная звезда) нет ни одной звезды, поглощение которой было бы больше 0.50 . Итак, для звезды $BD + 25.703$ поглощение кажущееся.

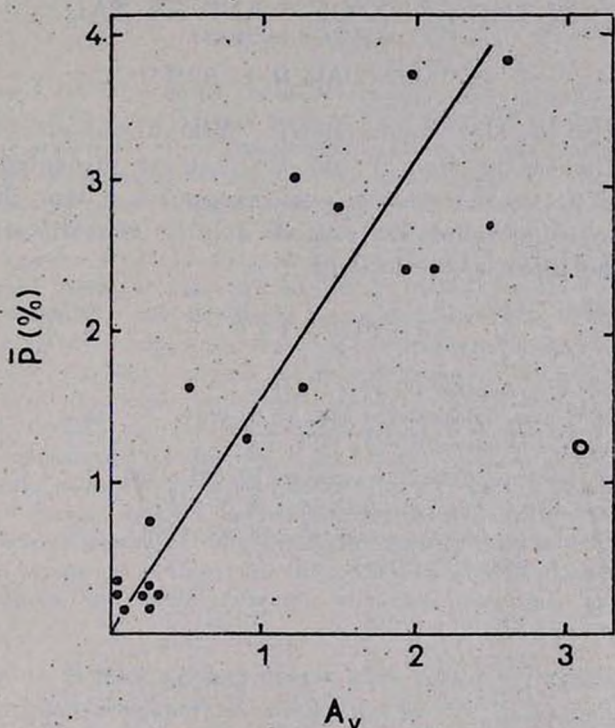


Рис. 2. Зависимость степени поляризации (P) от поглощения (A_V). $\times$ — звезда $+ 25.708$, $\circ$ — звезда $+ 25.703$.

Что касается звезды $BD + 25.708$, то требуются ее дальнейшие исследования.

Несмотря на то, что в настоящем исследовании была поставлена цель изучить поляризацию света звезд фона, расположенных в области Т и РУ Тельца, мы, пользуясь случаем, пронаблюдали параллельно со звездами фона и звезды РУ Тельца и RV Тельца.

Результаты этих наблюдений приведены в конце табл. 1, где представлены средние значения параметров поляризации, полученные 10 декабря 1982 г.

Отметим, что звезда RV Тельца наблюдалась без светофильтра и в красном фильтре, однако заметной разницы между параметрами поляризации не было обнаружено.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

POLARIMETRIC INVESTIGATION OF BACKGROUND STARS IN THE AREA OF T AND RY TAU

R. A. VARDANIAN, M. H. ERITSIAN

The results of electropolarimetric observations of stars located in the area between the stars T and RY Tau are presented in this paper. We could prove the earlier made supposition that the curvature of cometary nebulae cannot be caused only by the distortion of lines of forces of the local magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Варданиян, *Астрофизика*, 19, 579, 1983.
2. Р. А. Варданиян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 35, 3, 1964.
3. Р. А. Варданиян, *Астрофизика*, 1, 429, 1965.
4. V. Straizys, E. Meistas, *Acta Astronomica*, 30, 541, 1980.
5. Н. Б. Каландадзе, *Бюлл. Абастуманской обс.*, 38, 3, 1969.
6. М. Д. Метревели, *Бюлл. Абастуманской обс.*, 38, 93, 1969.
7. J. H. Elias, *Ap. J.*, 224, 857, 1978.

УДК 524.338.6

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КОЛОРИМЕТРИЯ ЗВЕЗДНЫХ
ВСПЫШЕК В АГРЕГАТАХ ПЛЕЯДЫ И ОРИОН. IIА. В. МИРЗОЯН, О. С. ЧАВУШЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН,
Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ, В. В. АМБАРЯН, Г. А. БРУТЯН

Поступила 1 августа 1983

Приводятся результаты новой серии синхронных фотографических наблюдений звездных вспышек в областях Плеяд и Ориона, в системе UBV . Наблюдения выполнены в 1980—1981 гг. многоэкспозиционным методом с помощью трех телескопов ($40''$ и $21''$ системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории и $28''$ системы Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории). За эффективное время 86 часов (табл. 1) зарегистрировано всего 32 вспышки, 25—в области Плеяд и 7—в Орионе. Обнаружены 8 новых вспыхивающих звезд, по 4 в каждой области (табл. 3). Определены показатели цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ для всех доступных для измерений точек на кривых блеска вспышек (табл. В и С Приложения). Эти показатели цвета значительно отличаются в период максимума вспышки для разных вспышек, а также в разные периоды для данной вспышки. Обнаружены две вспышки необычного цвета: очень «красная» и очень «синяя», у звезд типа Т Тельца $AZ Ori = B27$ и $PP Ori = B28$, соответственно. Средние цвета вспышечного излучения, определенные фотографическим методом, несколько краснее средних цветов, определенных из фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита, что, вероятно, обусловлено сильным увеличением времени накопления при фотографических наблюдениях. В то же время, среднеквадратичное отклонение наблюдаемых цветов вспышечного излучения от средних цветов при фотографических наблюдениях больше, чем при фотоэлектрических наблюдениях, что можно объяснить ошибками, присущими указанным методам наблюдений.

1. Введение. В предыдущей статье этой серии [1] были представлены результаты первых трехцветных фотографических наблюдений звездных вспышек, выполненных синхронно в полосах U , B , V , тремя широкоугольными телескопами, в агрегатах Плеяды и Орион.

Оказалось, что показатели цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ вспыхивающих звезд в этих агрегатах, в периоды максимума вспышки, определенные на основе фотографических наблюдений, находятся в удовлетворительном согласии, в среднем, с цветами вспышек звезд типа UV Кита в те же периоды, полученными из синхронных фотоэлектрических наблюдений, например, Моффетом [2], которые обладают очень высоким разрешением по времени.

Синхронная фотографическая колориметрия звездных вспышек в агрегатах указывает также, что цвета вспышечного излучения в периоды около максимума вспышки меняются значительно от вспышки к вспышке, как это наблюдалось ранее в случае вспышек звезд типа UV Кита (см., например, [3]). Значительные изменения цветов вспышечного излучения происходят и во время развития вспышки.

Настоящая статья посвящена результатам новых синхронных фотографических UBV -наблюдений звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион.

2. Наблюдения. Для фотографической колориметрии звездных вспышек в полосах U , B , V применялись, как и прежде [1], 40" и 21" камеры Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР (соответственно, в полосах U и B) и 28" камера Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории АН Груз. ССР (в полосе V).

Новые колориметрические наблюдения звездных вспышек в областях агрегатов Плеяды и Орион были выполнены в период с сентября по декабрь 1980 г. и в ноябре 1981 г.

На каждой пластинке многоэкспозиционным методом были получены цепочки изображений звезд, состоящие обычно из восьми точек. Экспозиция каждого изображения составляла пять минут, а промежуток времени между экспозициями — одну минуту.

В табл. 1 представлено распределение эффективного времени новых наблюдений по годам.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ВРЕМЕНИ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК ПО ПОЛОСАМ СПЕКТРА

Агрегат	1980		1981		Всего	
	U, B	U, B, V	U, B	U, B, V	U, B	U, B, V
Плеяды	43 ^h 00 ^m	13 ^h 00 ^m	7 ^h 00 ^m	3 ^h 00 ^m	50 ^h 00 ^m	16 ^h 00 ^m
Орион	8 00	9 25	3 00	—	11 00	9 25

Использованные во время этих наблюдений типы эмульсий и светофильтров представлены в табл. 2.

Таблица 2

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ЭМУЛЬСИИ И СВЕТОФИЛЬТРЫ

Полоса спектра	Эмульсия	Светофильтр	Телескоп
U	Kodak 103a O	UG—1	40"
B	ORWO ZU-21	GG—385	21
V	Kodak 103aD, I—D	GG—11	28

3. *Обработка фотографических наблюдений.* При измерениях полученного фотографического наблюдательного материала в качестве стандартных звезд были использованы звезды, фотоэлектрически исследованные Джонсоном и Митчеллом [4] и Ириарте [5], для области Плеяд, и стандартные звезды Эндрюса [6], для области Ориона.

Измерения изображений звезд в цепочках были проведены с помощью ирисового микрофотометра «Аскания» Бюраканской астрофизической обсерватории. Используемый при этом метод фотографической фотометрии был описан в работе [7].

4. *Звездные вспышки в Плеядах.* Во время синхронных колориметрических наблюдений в трех полосах, U , B и V , в области агрегата Плеяды было обнаружено 8 вспышек. Еще 17 вспышек было обнаружено в период наблюдений только в полосах U и B .

Данные о соответствующих вспыхивающих звездах и об обнаруженных вспышках приводятся в табл. А и В Приложения. В табл. А в последовательных столбцах представлены: номер вспыхивающей звезды по единой нумерации [8] (в случае его отсутствия — по временной нумерации), а в табл. В — номер звезды, дата обнаруженной вспышки, среднее время наблюдения (UT), вычисленные звездная величина U_+ и показателя цвета $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ вспышечного излучения для каждого измеренного изображения. В последнем столбце табл. В звездочкой отмечены изображения, схватывающие максимум вспышки. Черточка в столбце показателей цвета $(B-V)_+$ означает, что либо во время вспышки не были проведены V -наблюдения, либо V -изображение не поддавалось измерению из-за слабости.

Данные, относящиеся к отдельным пластинкам, разделены пунктирной линией. Фотографические данные U , B , V , в минимуме блеска, для вспыхивающих звезд 308, 432, 470, 480, 505, 532, R6*, Анон P1, P2, P3 и P4 были определены в настоящей работе, а для остальных звезд — взяты из работы [7].

5. *Звездные вспышки в Орионе.* Во время синхронных колориметрических наблюдений области Ориона зарегистрированы всего 7 вспышек, пять — только в полосах U и B и две — в полосах U , B и V .

Данные о соответствующих вспыхивающих звездах и обнаруженных вспышках приводятся в табл. А и С Приложения, где обозначения идентичны таковым табл. В Приложения.

6. *Новые вспыхивающие звезды в Плеядах и Орионе.* В период новой серии фотографических наблюдений были открыты 8 новых вспыхивающих

* R6 — вспыхивающая звезда, открытая на Национальной обсерватории Академии наук Болгарии в Рожене [9].

звезд: 4 — в Плеядах и 4 — в Орионе. Данные об этих вспыхивающих звездах (агрегат, название звезды, дата зарегистрированной вспышки, координаты α и δ , величина U в минимуме блеска, а также ультрафиолетовые амплитуды — ΔU наблюдаемых вспышек) приводятся в табл. 3.

Таблица 3

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ И ОРИОНЕ

Агрегат	Звезда	Дата вспышки (1980)	α	δ	U	ΔU
Плеяды	Анон P1	15.IX	$3^h 40^m.0$	$44^\circ 18'$	$18^m.9$	$5^m.5$
	Анон P2	5.X	41.0	24 41	20.0	5.5
	Анон P3	6.XI	39.7	22 53	20.4	4.7
	Анон P4	25.XI.1981	38.3	24 10	20.1	7.1
Орион	B 19	17.X	5 30.3	—4 30	17.5	3.5
	B 24	4.XI	27.2	—5 07	16.9	3.4
	B 25	4.XI	29.5	—5 37	17.8	4.3
	B 28	3.XI	31.5	—6 06	15.1	4.3

Примечание. Координаты вспыхивающих звезд Плеяд приведены для эпохи 1900 г., а для Ориона — 1950 г.

Вспыхивающие звезды B24, B25 и B28 входят в каталог Паренаго [10] под номерами 847, 1471 и 2381, соответственно. Последняя звезда входит и в каталог переменных звезд как звезда типа Т Тельца PP Ori [11].

7. *Обсуждение.* Во время первых синхронных трехцветных фотографических наблюдений звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион за 53 часа эффективного времени было обнаружено 19 вспышек (соответственно, 13 и 6) [1]. Новые наблюдения, представленные в настоящей статье, охватывающие 87 часов эффективного времени, привели к обнаружению еще 32 вспышек (25 и 7).

В согласии с предыдущими наблюдениями [1] новые наблюдения подтверждают сильное посинение вспышечного излучения по сравнению с нормальным излучением звезды.

С другой стороны, в согласии с результатами предыдущей статьи этой серии [1], результаты новых колориметрических наблюдений звездных вспышек в агрегатах показывают значительные отклонения цветов вспышечного излучения от вспышки к вспышке. Это особенно ясно проявляется в случае цвета $(U-B)_+$ вспышечного излучения, для которого имеется достаточно большое число определений.

Об этом свидетельствуют данные табл. 4, составленной с помощью табл. В и С Приложения. В ней соответствующих столбцах представле-

ны: номер вспыхивающей звезды, дата вспышки, амплитуда вспышки и вычисленные величина U_+ и цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ в период около максимума блеска.

Таким образом, для 31 вспышки, зарегистрированной во время наблюдений новой серии, средние показатели цветов $(B-V)_+$ и $(U-B)_+$ равны, соответственно, -0.03 и -0.57 , со среднеквадратичными отклонениями ± 0.76 и ± 0.67 . Причем, показатель цвета $(B-V)_+$ был определен всего для 7 вспышек, из-за отсутствия V -величин (см. выше).

Повтому мы рассмотрим лишь показатель цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$. Для 14 вспышек, зарегистрированных фотографически, во время первой серии наблюдений он составлял -0.79 ± 0.39 [1], то есть цвет был несколько синее, а среднеквадратичное отклонение было меньше.

Используя определения, относящиеся ко всем 45 вспышкам первой и второй серий фотографических наблюдений, для среднего значения показателя цвета имеем

$$\overline{(U-B)}_+ = -0.64, \quad \sigma_{pg} = \pm 0.61.$$

Для 153 вспышек звезд типа UV Кита, зарегистрированных Моффетом [2] фотоэлектрическим методом, соответственно, имеем:

$$\overline{(U-B)}_+ = -0.88, \quad \sigma_{pg} = \pm 0.31.$$

Сравнение фотометрических и фотографических определений показателя цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ около максимума вспышки позволяет делать следующие допущения:

1. Цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ около максимума вспышки, определенные фотографическим методом, несколько меньше (краснее) цветов, определенных фотоэлектрическим методом. По-видимому, это является результатом некоторого сглаживания кривых блеска во время фотографических наблюдений, вследствие большого времени интегрирования.

2. Как фотоэлектрические, так и фотографические определения показывают, что имеются существенные различия в цветах вспышечного излучения даже в период максимума блеска вспышки. Причем среднеквадратичные отклонения для фотоэлектрических определений (σ_{pg}) значительно меньше, чем для фотографических определений (σ_{pg}):

$$|\sigma_{pg}| < |\sigma_{pg}|.$$

При этом цвета вспышечного излучения, определяемые различными методами, мало отличаются друг от друга. Поэтому можно полагать, что приведенное выше неравенство отклонений наблюдаемых цветов от среднего цвета обусловлено полностью разностями ошибок, характерных для использованных методов наблюдений.

Таблица 4

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТОВ ВСПЫШЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДЫ ОКОЛО
МАКСИМУМА ВСПЫШКИ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ИЗ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ
НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда	Дата вспышки (1980)	U	ΔU	$(B-V)_+$	$(U-B)_+$
Плосды					
8	4.XI	16. ^m 08	1. ^m 3	—	—0. ^m 6
12	4.XI	18.55	3.8	—	—0.8
18	5.X	17.34	1.8	—	—0.2
19	5.XI	15.71	1.5	—	—0.8
26	4.X	20.18	7.0	—	—1.1
55	4.XI	16.88	0.9	—	+0.6
55	17.XI.1981	—	2.0	—	—0.4
110	4.IX	15.74	1.7	—	—0.3
113	7.XII	18.00	2.2	—	+0.5
116	6.XI	19.69	5.0	—	0.0
195	5.XI	17.48	3.0	—	—0.3
278	24.XI.1981	19.65	4.9	—	—0.5
308	7.X	16.7	1.7	—	—0.2
308	8.XII	—	3.9	—0. ^m 3	—1.3
413	3.XI	15.58	1.9	—	—0.1
432	4.X	14.88	2.7	—	—1.3
470	9.XII	19.8	5.2	—0.1	—1.0
480	7.XII	18.0	5.0	—	—0.5
505	4.XI	20.0	7.3	—	—1.1
R6	5.XI	19.8	5.3	—0.3	0.0
Анон P1	15.IX	18.9	5.5	—	—0.7
Анон P2	5.X	20.0	5.5	—	—0.9
Анон P3	6.XI	20.4	4.7	—1.0	+0.1
Анон P4	25.XI.81	20.1	7.1	—0.6	—0.7
Орион					
T 31	4.XI	17.3	4.0	+0.7	—1.0
T 231	7.XII	15.2	1.4	+1.4	+0.6
—	26.XI.81	15.2	3.3	—	—0.8
B 19	17.X	17.5	3.5	—	—1.3
B 24	4.XI	16.9	3.4	—	—0.3
B 25	4.XI	17.8	4.3	—	—0.4
B 28	3.XI	15.1	4.3	—	—2.9
Среднее	—	—	—	—0.03	—0.57

С точки зрения больших отклонений наблюдаемых цветов вспышечного излучения $(U-B)_+$ в максимуме блеска вспышки от средних цветов особый интерес представляют вспышки, зарегистрированные нами у звезд B27 и B28 в Орионе (табл. 4). Первая из них очень «красная», а вторая очень «синяя», причем вспыхивающие звезды, у которых наблюдались указанные вспышки, являются известными звездами типа Т Тельца (B27 = = AZ Ori и B28 = PP Ori).

Во время вспышки у звезды B27 собственные цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ за весь период вспышки были очень «красными» (см. табл. С Приложения), даже краснее, чем цвета самой звезды $U-B$ и $B-V$ в минимуме ее блеска. В течение более двух часов, в отличие от обычного неравенства амплитуд во время вспышек ($\Delta U > \Delta B > \Delta V$) (см., например, [12]), во время этой вспышки имело место неравенство:

$$\Delta U < \Delta B < \Delta V.$$

Для вспышки звезды B28, которая зарегистрирована, к сожалению, только, в U и B областях спектра, показатель цвета $(U-B)_+$ вспышечного излучения около максимума вспышки был необычно «синим»: $(U-B)_+ = -2.9$. Так как эта звезда в минимуме блеска довольно яркая ($U = 15.1$), то ошибки определения $(U-B)_+$ вряд ли могут привести к такому необычному цвету.

Новые колориметрические данные звездных вспышек в агрегатах подтверждают вывод [2, 3], полученный из фотоэлектрических наблюдений звезд типа UV Кита о том, что значительные различия наблюдаются и в цветах вспышечного излучения в разные периоды вспышки, причем эти различия крайне нерегулярны (см., таблицы В и С Приложения). Об этом свидетельствовали и результаты предыдущей работы этой серии [1].

Следует добавить, что значительные различия цветов вспышечного излучения в период максимума вспышки, а также неправильные изменения цветов во время вспышки способны заметно исказить ожидаемые различия цветов вспышечного излучения при «быстрых» и «медленных» вспышках.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица А

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ, У КОТОРЫХ БЫЛИ ЗАРЕГИСТРИРОВАНЫ
ВСПЫШКИ В АГРЕГАТАХ ПЛЕЯДЫ И ОРИОН

Звезда	V	B-V	U-B	Звезда	V	B-U	U-B
Плеяды							
8	13 ^m 37	1 ^m 45	1 ^m 26	413	13 ^m 58	1 ^m 0	1 ^m 0
12	16.02	1.61	0.92	432	12.78	1.16	0.94
18	14.69	1.58	1.07	470	17.9	0.9	1.0
19	13.44	1.31	0.96	480	14.20	1.80	2.0
26	17.84	1.34	1.0	505	18.0	1.0	1.0
55	14.09	1.80	0.99	532	17.2	1.2	1.0
110	13.5	1.24	1.00	R 6	17.7	1.1	1.0
113	15.52	1.34	1.14	Анон Р1	16.6	1.4	0.9
116	17.45	1.24	1.6	Анон Р2	18.1	0.9	1.0
195	14.48	1.59	1.4	Анон Р3	18.4	1.0	1.0
278	17.07	1.58	1.0	Анон Р4	18.0	1.1	1.0
308	14.10	1.6	1.0				
Орион							
T 31	15.2	1.5	0.6	B 24	14.7	0.7	1.5
T 231	13.6	1.1	0.5	B 25	15.6	0.8	1.4
B 19	15.0	2.0	0.5	B 28	13.3	1.1	0.9

Таблица В

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ПЛЕЯДАХ В ПОЛОСАХ U, B, V

Звезда	Дата (1980)	UT	U ₊	(B-V) ₊	(U-B) ₊	UT	U ₊	(B-V) ₊	(U-B) ₊
1	2	3	4	5	6	3	4	5	6
8	4.XI	18 ^h 02 ^m 5	17 ^m 0	—	—	18 ^h 14 ^m 5	15 ^m 2	—	-1 ^m 0
		08.5	15.2	—	-0.6 _*	20.5	17.3	—	—
12	4.XI	21 20.5	15.3	—	-0.7	38.5	15.8	—	-0.7
		26.5	14.8	—	-0.8 _*	44.5	15.9	—	—
		32.5	15.7	—	-0.4				
18	5.X	23 00.5	15.8	—	-0.2 _*	06.5	17.3	—	-0.3
19	5.XI	21 26.5	16.6	—	+0.1	38.5	15.5	—	-0.2
		32.5	14.6	—	-0.8 _*				

Таблица В (продолжение)

1	2	3	4	5	6	3	4	5	6
26	4.X	20 ^h 09 ^m 5	13 ^m 2	—	—1.1 _*	18 ^h 27 ^m 5	15 ^m 6	—	—0 ^m 4
		15.5	14.3	—	—1.0	33.5	15.5	—	—
		21.5	15.0	—	—1.0	39.5	16.0	—	—
55	4.XI	20 08.5	16.6	—	+0.6 _*	20.5	18.1	—	+1.0
		14.5	17.2	—	+0.8	26.5	18.6	—	—
55	17.XI	18 14.5	15.1	—	—0.4 _*	26.5	18.1	—	—0.2
	1981	20.5	16.3	—	0.0				
110	4.IX	23 37.5	17.5	—	—	55.5	15.5	—	—1.0
		43.5	14.3	—	—0.3 _*	00 01.5	15.7	—	—
		49.5	15.1	—	—0.2	07.5	16.3	—	—
113	7.XII	19 02.5	16.6	—	+0.4	14.5	16.7	—	+1.1
		08.5	16.0	—	+0.5 _*	20.5	17.4	—	+0.9
116	6.XI	18 48.5	15.5	—	—0.1	14.5	15.6	—	—
		56.5	14.7	—	0.0 _*	20.5	15.6	—	—
		19 02.5	14.9	—	—0.9	26.5	15.8	—	—
		08.5	15.3	—0.3	—1.1	32.5	16.0	—	—
195	5.XI	20 56.5	14.5	—	—0.3 _*	08.5	16.0	—	—0.4
		21 02.5	15.4	+1.0	+0.3				
278	24.XI	22 08.5	15.8	—	—0.3	20.5	15.6	—	0.0
	1981	14.5	14.8	—	—0.5 _*				
308	7.X	21 55.5	16.8	—	—1.4	13.5	17.3	—	—0.2
		22 01.5	15.3	—	—0.2	19.5	18.4	—	—
		07.5	16.6	—	—0.9				
308	8.XII	19 20.5	14.9	—	—1.7	38.5	14.2	+0.7	—1.9
		26.5	12.8	—0.3	—1.3 _*	44.5	14.3	—	—1.9
		32.5	14.0	+0.2	—1.6	50.5	15.0	—	—1.2
413	3.XI	18 02.5	15.7	—	—	26.5	13.9	—	—0.1 _*
		08.5	15.0	—	—0.9	32.5	14.5	—	—0.2
		14.5	14.5	—	—0.6	38.5	14.7	—	—
		20.5	14.0	—	—0.7	44.5	15.3	—	—
432	4.X	00 07.5	15.2	—	—	19.5	13.4	—	—1.4
		13.5	12.3	—	—1.3 _*				

Таблица В (окончание)

1	2	3	4	5	6	3	4	5	6
470	9. XII	20 ^h 14 ^m 5	16 ^m 9	—	+0.6	20 ^h 38 ^m 5	15 ^m 8	—	—0.5
		20.5	14.6	—0.1	—1.0 _*	44.5	16.5	—	—0.2
		26.5	14.7	—0.1	—1.3	50.5	16.7	—	—
		32.5	15.2	—	—1.1				
480	7. XII	19 56.5	16.4	—	—	38.5	13.7	—	—0.1
		20 02.5	16.1	—	—	44.5	14.0	—	—1.1
		08.5	15.4	—	—0.7	56.5	14.4	—	—
		14.5	14.0	—	—1.1	21 02.5	14.5	—	—1.0
		20.5	13.6	—	—0.7	08.5	15.1	—	—1.0
		26.5	13.0	—	—0.5 _*	14.5	15.6	—	—1.4
		32.5	13.1	—	—0.4	20.5	15.6	—	—1.4
505	4. XI	19 56.5	13.4	—	—	20.5	14.8	—	—0.7
		20 02.5	13.4	—	—0.8	26.5	15.5	—	0.0
		08.5	12.7	—	—1.1 _*	32.5	15.5	—	—0.4
		14.5	14.4	—	—1.1	38.5	17.1	—	+1.0
532	13. IX	22 37.5	15.8	—	— _*	49.5	16.9	—	—
		43.5	15.8	—	—				
R 6	5. XI	21 02.5	16.0	—	—	26.5	14.5	—0.1	—0.7
		08.5	15.8	—0.4	—0.2	32.5	14.5	—0.3	0.0 _*
		14.5	15.1	+0.6	—0.9	38.5	14.6	+0.2	—0.5
		20.5	14.8	+0.2	—0.7	44.5	15.2	—0.4	—0.5
Анон Р1	15. IX	00 54.5	15.7	—	—0.1	12.5	14.6	—	—0.7
		01 00.5	13.4	—	—0.7 _*	18.5	15.2	—	—0.1
		06.5	13.9	—	—0.4	24.5	16.1	—	+0.3
Анон Р2	5. X	20 35.5	14.5	—	—0.9 _*	47.5	16.2	—	—0.1
		41.5	15.5	—	—0.2	53.5	16.9	—	+0.2
Анон Р3	6. XI	21 02.5	16.2	—	—0.2	14.5	15.8	—1.4	+0.7
		08.5	15.7	+1.0	+0.1 _*	20.5	16.5	—	—0.3
Анон Р4	25. XI	19 20.5	13.0	—0.6	—0.7 _*	32.5	15.1	+0.1	—0.8
		26.5	14.2	—0.4	—0.1	38.5	16.0	—0.2	—0.3

Таблица С

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ОРИОНЕ В ПОЛОСАХ U , B , V

Звезда	Дата (1980)	UT	U_+	$(B-V)_+$	$(U-B)_+$	UT	U_+	$(B-V)_+$	$(U-B)_+$
1	2	3	4	5	6	3	4	5	6
Т 31	4.XI	22 ^h 56 ^m 5	13 ^m 3	+0 ^m 7	-1 ^m 0.	23 ^h 20 ^m 5	15 ^m 0	+1 ^m 3	-1 ^m 6
		23 02.5	13.7	+1.1	-1.4	26.5	14.9	+1.5	-1.5
		08.5	14.2	+1.1	-1.4	32.5	15.9	+1.7	-1.4
		14.5	14.6	+0.9	-1.1	38.5	16.1	+1.7	-1.1
Т 231	7.XII	22 02.5	14.2	+1.4	+0.6.	44.5	15.8	—	—
		08.5	14.2	+1.4	+0.6	00 02.5	14.9	—	+1.2
		14.5	14.4	+1.7	+0.5	08.5	14.3	—	+0.3
		20.5	14.6	+1.7	+1.0	14.5	14.8	—	+0.7
		26.5	15.3	+1.3	+1.3	20.5	15.3	—	+1.3
		32.5	15.3	+1.8	+1.3	26.5	15.8	—	+2.1
		38.5	15.3	+1.3	+1.2	32.5	15.5	—	+1.5
		44.5	15.5	+2.2	+1.1	38.5	15.5	—	+1.2
		23 02.5	14.9	—	+1.0	00 56.5	14.6	—	+0.5
		08.5	15.1	+2.3	+0.6	01 02.5	15.5	—	+1.1
		14.5	14.9	+1.9	+0.5	08.5	14.9	—	+0.5
		20.5	15.5	+2.3	+1.3	14.5	15.3	—	+1.0
		26.5	15.3	+1.4	+1.3	20.5	15.3	—	+1.0
		32.5	15.8	+1.5	+1.5	26.5	16.9	—	—
		38.5	15.8	+1.6	+1.3				
Т 231	26.XI 1981	00 38.5	12.7	—	-0.9	20.5	13.8	—	+0.5
		44.5	12.0	—	-0.8.	26.5	14.0	—	0.0
		01 02.5	12.6	—	-0.2	32.5	14.3	—	+0.3
		08.5	13.3	—	+0.1	38.5	14.9	—	+1.6
		14.5	13.4	—	+0.1	44.5	15.8	—	+1.4
В 19	17.X	01 09.5	15.1	—	-0.9	27.5	14.9	—	-0.9
		15.5	14.0	—	-1.3.	33.5	14.9	—	-1.2
		21.5	14.7	—	—	39.5			
В 24	4.XI	01 20.5	15.1	—	-0.7	38.5	14.3	—	-1.5
		26.5	13.6	—	-0.3.	44.5	14.7	—	-1.0
		32.5	14.0	—	-0.7				
В 25	4.XI	01 20.5	13.5	—	-0.4.	32.5	14.6	—	0.0
		26.5	14.1	—	-0.1				

Таблица С (окончание)

1	2	3	4	5	6	3	4	5	6
В 28	3.XI	22 ^h 56 ^m .5	10 ^m .9	—	—2 ^m .9	23 ^h 56 ^m .5	14 ^m .2	—	—1 ^m .0
		23 02.5	11.1	—	—3.5	00 02.5	14.4	—	—1.1
		08.5	11.3	—	—2.8	08.5	14.9	—	—0.7
		14.5	11.3	—	—	14.5	14.9	—	—
		20.5	11.4	—	—3.8	20.5	15.3	—	—
		26.5	11.6	—	—	26.5	15.3	—	0.0
		32.5	12.1	—	—	32.5	15.5	—	—
		38.5	12.2	—	—	38.5	15.1	—	—
		44.5	12.3	—	—	44.5	15.7	—	—

PHOTOGRAPHIC COLORIMETRY OF STELLAR FLARES IN THE PLEIADES AND ORION AGGREGATES. II

L. V. MIRZOYAN, H. S. CHAVUSHIAN, N. D. MELIKIAN,
R. SH. NATSVLISHVILI, V. V. HAMBARIAN, G. H. BRUTIAN

The results of a new series of synchronous photographic observations of stellar flares in the Pleiades and Orion regions in the *UBV*-system are presented. The observations were carried out in 1980–81 by the multiexposure method with three telescopes (40" and 21" Schmidt cameras of the Byurakan Astrophysical Observatory and 28" Maksutov camera of the Abastumani Astrophysical Observatory). During 86 hours observations (Table 1) 32 flares were detected—25 in the Pleiades and 7—in the Orion regions. 8 new flare stars were found, 4 in each aggregate (Table 3). The colour indices $(U-B)_+$ and $(B-V)_+$ of flare radiation were determined in all points of flare light curves where they were available (Tables B and C in the Supplement). Near the flare maximum these indices are essentially different for different flares. They are different also for the different periods of the same flare. Two flares of unusual colours on T Tauri stars were detected—a very "red" one on AZ Ori = B27 and a very "blue" one on PP Ori = B28. The mean colours of flare radiation determined by the photographic method are somewhat redder than those of the UV Ceti star flares determined by the photoelectric method. This is probably due to strong increase of the integration time for photographic observations. Meanwhile, the standard deviation of the observed colours of flare radiation from their mean colours for photographic observations is larger than that for photoelectric observations. This can be explained by the errors of corresponding methods.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. T. J. Moffett, *Ap. J. Suppl. ser.*, 29, 1, 1974.
3. Н. Н. Киячков, Н. Д. Меликян, Л. В. Мирзоян, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, 15, 605, 1979.
4. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, *Ap. J.*, 128, 31, 1958.
5. B. Irlarte, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 73, 1974.
6. A. D. Andrews, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, No. 34, 195, 1970.
7. О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян, *Астрофизика*, 11, 565, 1975.
8. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович, *Астрофизика*, 9, 461, 1973.
9. М. К. Tsvetkov, A. G. Tsvetkova, S. A. Tsvetkov, *IBVS*, No. 1888, 1980.
10. П. П. Паренаго, *Труды ГАИШ*, 25, 1954.
11. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. И. Медведева, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов, *Общий каталог переменных звезд*, т. II, М., 1970.
12. C. H. Lacy, T. J. Moffett, D. S. Evans, *Ap. J. Suppl. ser.*, 30, 85, 1976.

УДК 524.33+524.352

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МНОГОЦВЕТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД С НЕПЕРИОДИЧЕСКИМИ ОСЛАБЛЕНИЯМИ БЛЕСКА

А. Ф. ПУГАЧ

Поступила 8 февраля 1983

Принята к печати 4 августа 1983

Опубликованные в печати многоцветные наблюдения VX Cas, UX Ori и WW Vul интерпретированы в рамках предположения об экранировании фотосферного излучения звезды нестационарным пылевым слоем. Вычислены относительные интенсивности фотосферы и условной хромосферы в полосах системы UBV и определены оптические свойства пылевого слоя. Расчетные зависимости «величина—показатель цвета» показывают удовлетворительное согласие с наблюдениями.

Фотоэлектрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд с непериодическими ослаблениями блеска, называемых в дальнейшем антивспыхивающими звездами (АВЗ), позволили установить особый вид зависимости между блеском и цветом. При падении блеска от нормального к минимальному показателю цвета $B-V$ и $U-B$ сначала увеличиваются, затем их рост приостанавливается и, начиная с некоторого значения блеска, показатели начинают уменьшаться [1, 5, 6, 9]. Такое цветовое поведение АВЗ отличает их от большинства других эруптивных звезд. Частный случай такого поведения — уменьшение показателей цвета звезды UX Ori в минимуме блеска — Зайцева [2] объяснила увеличением доли водородной эмиссии, составляющей около 15% от общего излучения в полосе B . Не обсуждая природу этой эмиссии, укажем только, что, по-видимому, в случае с АВЗ мы имеем дело с дополнительным ультрафиолетовым континуумом, хорошо известным у звезд типа Т Тельца и UV Кита, общепринятое объяснение которому до сих пор отсутствует [7].

Антивспыхивающие звезды в нормальном блеске имеют цветовые особенности, так как их показатели цвета отличаются от нормальных звезд тех же спектральных классов [11]. В частности, в излучении звезд BO Ser, UX Ori, RZ Psc и WW Vul в состоянии нормального блеска обнаружено дополнительное ультрафиолетовое излучение [4, 10, 14]. Обнаружение в

спектрах АВЗ эмиссионной линии H_α [4, 3] и зависимости ее эквивалентной ширины от блеска звезды [5] в совокупности с фактом присутствия ультрафиолетовых избытков легли в основу предположения о существовании у АВЗ протяженных хромосфер или корон, чей вклад в оптическое излучение звезд необходимо учитывать. Об энергетике и геометрии хромосфер (корон) антивспыхивающих звезд никаких определенных сведений нет и предположение о больших размерах хромосфер (корон) основано на том факте, что как у $A_0 - B_0$ звезд [13], так и у быстрой неправильной переменной RU Lup, у которой наблюдается ослабление фотосферного излучения ступками околосредней пыли [12], обнаружены огромные внешние атмосферы, простирающиеся на расстояние от 10^{10} до $5 \cdot 10^{11}$ см.

Исходя из предположения о том, что сложный характер зависимости «цвет—величина» определяется изменением соотношения долей фотосферного и хромосферного излучений при появлении в околосреднем пространстве поглощающего пылевого слоя (абсорбента), автором [10] был предложен метод расчета величин и цветов антивспыхивающей звезды как функции оптической толщины τ абсорбента. Результаты расчетов показали хорошее согласие с наблюдениями звезды RZ Psc [9]. Предложенный метод дал возможность не только вычислить доли фотосферного и хромосферного излучений, но и определить зависимость коэффициента поглощения абсорбента от длины волны.

В данной работе кратко изложены результаты применения этого метода к опубликованным трехцветным фотоэлектрическим наблюдениям АВЗ VX Cas, UX Ori и WW Vul [1, 2, 5, 6, 8]: Их UBV -величины были предварительно исправлены за межзвездное поглощение, указанное в работах [1, 2] по закону:

$$\Delta V = 3.2 \Delta(B - V); \quad \Delta(U - B) = 0.8 \Delta(B - V).$$

В табл. 1 для каждой переменной построено приведены: название и спектр; средние наблюдаемые величины для максимума и минимума; величины межзвездного поглощения A_U , A_B и A_V для каждой полосы системы UBV ; редуцированные за межзвездное поглощение величины блеска u , b и v , которые использовались при расчетах; а также нормальные колориндексы $(B - V)_0$ для звезд V класса светимости соответствующего спектрального класса.

Результаты вычислений представлены в табл. 2. Здесь приведены: относительные интенсивности фотосферы I_k и условной хромосферы i_k в каждой полосе системы UBV ; оптическая толщина абсорбента $\tau_{v \max}$, соответствующая в полосе V наблюдаемому минимуму блеска; цвета хромосферы; предельно возможная звездная величина объекта в минимуме блеска m_k при $\tau = \infty$; в нижней строке таблицы даны соотношения оптических толщ абсорбента для разных полос системы UBV .

Таблица 1

	VX Cas, Sp A0			UX Ori, Sp A2			WW Vul, Sp A3		
	<i>V</i>	<i>B</i>	<i>U</i>	<i>V</i>	<i>B</i>	<i>U</i>	<i>V</i>	<i>B</i>	<i>U</i>
max	11. ^m 00	11. ^m 25	11. ^m 47	10. ^m 00	10. ^m 32	10. ^m 77	10. ^m 40	10. ^m 70	10. ^m 90
min	12.60	12.90	13.24	12.30	12.55	12.70	11.90	12.52	13.05
	<i>A_V</i>	<i>A_B</i>	<i>A_U</i>	<i>A_V</i>	<i>A_B</i>	<i>A_U</i>	<i>A_V</i>	<i>A_B</i>	<i>A_U</i>
	0. ^m 80	1. ^m 05	1. ^m 25	1. ^m 00	1. ^m 31	1. ^m 56	0. ^m 70	0. ^m 92	1. ^m 10
	<i>v</i>	<i>b</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>b</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>b</i>	<i>u</i>
max	10. ^m 20	10. ^m 20	10. ^m 22	9. ^m 00	9. ^m 01	9. ^m 21	9. ^m 70	9. ^m 78	9. ^m 80
min	11.80	11.85	11.99	11.20	11.24	11.14	11.20	11.60	11.95
	$(B - V)_0 = 0.m00$			$(B - V)_0 = 0.m04$			$(B - V)_0 = 0.m08$		

По данным табл. 2 вычислены теоретические величины и показатели цвета переменных в зависимости от величины параметра τ . Результаты этих вычислений (пунктирные кривые) сопоставлены на рисунках 1—3 с наблюдениями (точки).

Таблица 2

Параметр	О б ъ е к т		
	VX Cas	UX Ori	WW Vul
<i>I_V</i>	0.79781	0.91562	0.89360
<i>I_B</i>	.79664	.88148	.83030
<i>I_U</i>	.80843	.68816	.81698
<i>i_V</i>	.20219	.08438	.10640
<i>i_B</i>	.20336	.10935	.09867
<i>i_U</i>	.17332	.13598	.09503
$\tau_{\text{в max}}$	2.79	2.96	1.82
$(B - V)_{\text{xp}}$	-0. ^m 01	-0. ^m 28	+0. ^m 08
$(U - B)_{\text{xp}}$	+0.17	-0.24	+0.04
$m_V(\tau_V = \infty)$	12. ^m 74	12. ^m 69	12. ^m 84
$m_B(\tau_B = \infty)$	12.98	12.72	13.15
$m_U(\tau_U = \infty)$	13.36	12.74	13.35
Закон поглощения абсорбента	$\tau_B = 1.33\tau_V$	$\tau_B = 1.31\tau_V$	$\tau_B = 1.32\tau_V$
	$\tau_U = 1.80\tau_V$	$\tau_U = 1.80\tau_B$	$\tau_U = 1.80\tau_V$

Анализ полученных результатов приводит к следующим выводам.

1. Поскольку закон поглощения абсорбента априори не известен, то при расчетах данным методом взаимосвязь между τ_V , τ_B и τ_U , т. е. коэффициенты X и Y при соотношениях

$$\tau_B = X\tau_V, \quad \tau_a = Y\tau_U$$

приходится подбирать эмпирически, подгоняя теоретическую кривую под наблюдения. Следует отметить, что метод весьма чувствителен к выбору X и Y . Так, например, изменение коэффициента Y всего на 0.05 заметно сдвигает расчетную кривую в сторону от наблюдаемой зависимости. В свя-

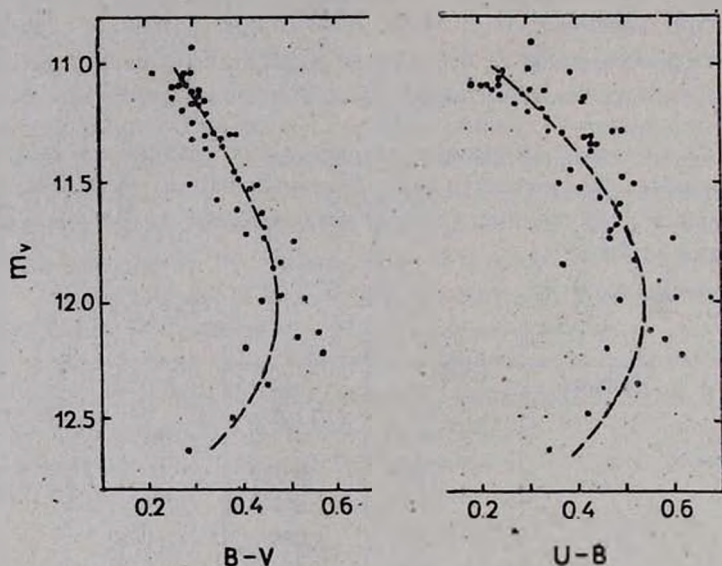


Рис. 1. Наблюдаемые (точки) и расчетные (пунктир) зависимости между величиной V и показателями цвета $B-V$ и $U-B$ для звезды $VX Cas$.

зи со сказанным особый интерес представляет тот факт, что у трех исследуемых переменных и у звезды $RZ Psc$ [10] коэффициенты X и Y оказываются практически одинаковыми, что говорит о тождественности оптических свойств гипотетической пыли, вызывающей ослабления блеска АВЗ. Это обстоятельство оправдывает описание оптических свойств абсорбента разных звезд одним коэффициентом поглощения χ_λ , у которого, исходя из полученных средних значений

$$\bar{X} = 1.32, \quad \bar{Y} = 1.80,$$

зависимость от длины волны оказывается такой:

$$\chi_\lambda \propto \lambda^{-1.4}.$$

2. Сравнение полученных результатов с результатами, опубликованными в работе [10], показывает, что относительные доли хромосферного излучения у звезд ранних спектральных классов больше, чем у звезды спектрального класса K0. Более того, некоторое уменьшение i_k наблюдается внутри одного класса при переходе от подкласса A0 к подклассу A3 (см. табл. 2), что, по-видимому, является отражением общей тенденции уменьшения i_k при уменьшении температуры звезды.

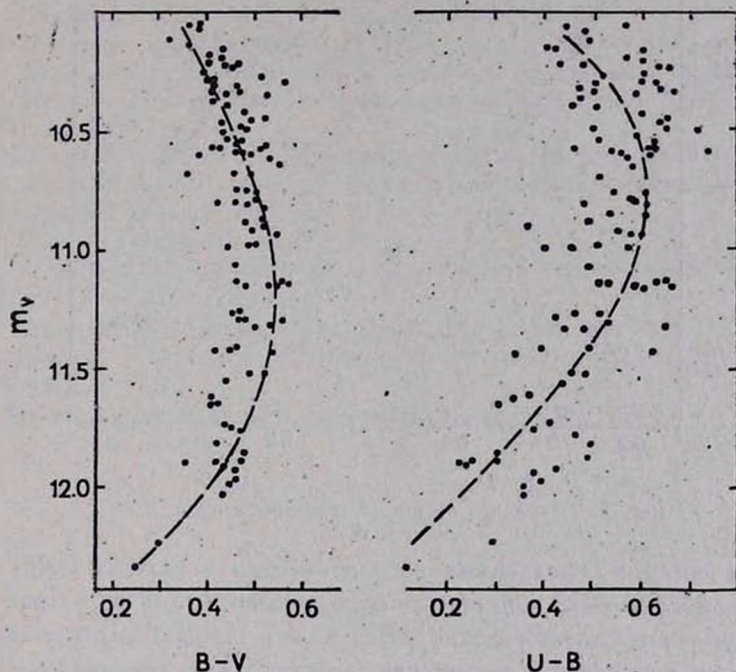


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для звезды UX Ori.

3. Метод позволяет вычислить максимально возможную звездную величину объекта при $\tau = \infty$ (табл. 2), допуская, что абсорбент не экранирует излучение хромосферы. Тогда предельная звездная величина в минимуме определяется только светимостью хромосферы. Таким образом становится понятным, почему мы не наблюдаем очень больших амплитуд ослабления блеска АВЗ. Казалось бы, что амплитуда каждого ослабления блеска должна быть пропорциональна τ . На самом же деле излучение хромосферы ограничивает допустимые амплитуды в визуальной области спектра до 1^m74 у VX Cas, до 2^m69 у UX Ori и до 2^m44 у WW Vul.

4. Данный метод, по-видимому, можно использовать для независимого определения величины межзвездного поглощения. Теоретически это следует из того, что введение одного дополнительного неизвестного A_v в систему уравнений (1), (2) и (5) из работы [10] компенсируется возможностью увеличить число уравнений за счет привлечения наблюдений не только в максимуме и минимуме, но и в промежуточных точках.

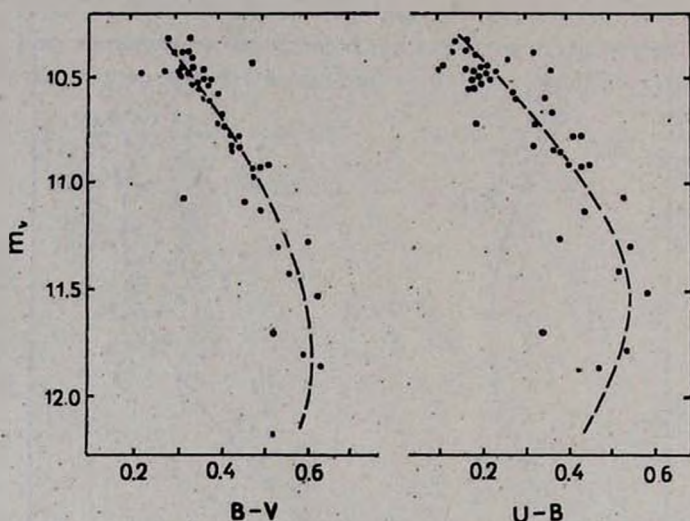


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для звезды WW Vul.

Таким образом, предположение о появлении в нижних слоях протяженных хромосфер АВЗ диссипирующего пылевого слоя не только объясняет колориметрическое поведение АВЗ, но и в рамках предложенного метода позволяет определить оптические свойства пыли, которые оказываются практически тождественными у четырех исследованных нами звезд.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ON INTERPRETATION OF MULTICOLOUR OBSERVATIONS OF THE RAPID IRREGULAR VARIABLES WITH UNPERIODIC LIGHT FADINGS

A. F. PUGACH

Multicolour observations of VX Cas, UX Ori and WW Vul are interpreted on the ground of hypothesis of light veiling of the photospheric radiation by a variable dust-layer. Optical parameters of the layer

and relative intensities of photosphere and chromospheric radiation are obtained. Calculated "magnitude — colour-index" relations agree with the *UBV* observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Зайцева, Переменные звезды, 17, 294, 1970.
2. Г. В. Зайцева, Переменные звезды, 19, 63, 1973.
3. Г. В. Зайцева, В. Ф. Есипов, Астрон. цирку., № 712, 7, 1972.
4. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотило, Астрофизика, 9, 185, 1973.
5. Е. А. Колотило, Астрофизика, 13, 33, 1977.
6. Е. А. Колотило, Г. В. Зайцева, В. И. Шенаврин, Астрофизика, 13, 449, 1977.
7. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981, стр. 379.
8. А. Ф. Пузач, Астрометрия и Астрофизика, вып. 30, 8, 1979.
9. А. Ф. Пузач, в сб. «Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига—Аро», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 153.
10. А. Ф. Пузач, Астрофизика, 17, 87, 1981.
11. А. Ф. Пузач, Антивспыхивающие звезды, Препринт Ин-та теорет. физики АН УССР, ИТФ-81-128 Р, Киев, 1981.
12. L. E. Cram, M. S. Gimpapa, C. L. Imhoff, Ap. J., 238, 905, 1980.
13. J. Köppen, U. Finkenzeller, R. Mundt, M. Beltrametti, Astron. Astrophys., 112, 174, 1982.
14. W. Wenzel, V. Brückner, Mitt. Veranderl. Sterne, 8, 35, 1978.

УДК 524.388

ШИРОКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

А. А. ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 5 января 1983

Принята к печати 4 августа 1983

Приведены данные о найденных 11 широких системах типа Трапеции, состоящих из В звезд, которые расположены в созвездии Кормы, и 10 системах, связанных с отражательными туманностями. Приведен также список из 8 тесных систем типа Трапеции, состоящих из инфракрасных источников и компактных радиоисточников.

Как известно, Амбарцумян впервые обратил внимание на наличие во многих ОВ ассоциациях кратных звезд, взаимные расстояния в которых являются величинами одного порядка. Эти системы получили название трапеций [1] (по аналогии с Трапецией Ориона). Амбарцумяном же оценено время жизни наблюдаемых подобных систем — не более миллиона лет. В [1] дан список кратных систем типа Трапеции. Более полный список трапеций составил Салуквадзе [2]. О физической связи звезд, входящих в эти системы, можно говорить только в целом — определенное количество этих систем являются физическими кратными. Например, Трапеция Ориона уже своим расположением в маленьком ярком облаке наводит на мысль о физической связи входящих в эту группу звезд. Недавно была обнаружена система из четырех звезд, очень похожая на Трапецию в Орионе, также расположенная в маленькой яркой туманности (Sh 155), окруженной темной поглощающей областью [3].

Все упомянутые системы составляют группы, размеры которых порядка 0.1 пс. Представляет интерес рассмотреть наличие трапеций, размеры которых, скажем, на порядок больше (~ 1 пс). О возможности существования таких широких систем сказано и у Амбарцумяна [1], причем там приводятся пять трапеций, размеры которых 0.3—0.6 пс.

Нами проделана следующая работа. Мы обозначили на карте неба все звезды классов от О до В9, координаты которых удовлетворяют соотношениям: ($6^h < \alpha < 8^h$; $-40^\circ < \delta < +5^\circ$); данные об этих звездах мы взяли из каталога SAO. Таких звезд оказалось более двух тысяч. На полученной карте были отмечены все более или менее заметные группировки

ОВ звезд. Среди них оказалось 11 широких систем типа Трапеции. Ниже приводится таблица, в которой соответственно даны: номера трапеций, координаты звезд, составляющих трапеции, их расстояния, видимая величина звезд, их спектр, минимальное расстояние между членами трапеции, размеры трапеций, тангенциальные скорости и позиционные углы (расстояния определялись исходя из спектрального класса звезд, принимая, что все они расположены на главной последовательности, а тангенциальные скорости и позиционные углы этих скоростей посчитаны нами на основе данных из каталога SAO).

Как видно из табл. 1, в тех случаях, когда имеются данные о направлениях тангенциальных скоростей, они не противоречат предположению о физической связи звезд в этих системах. О наличии такой связи свидетельствует и то обстоятельство, что в отличие от существовавших до этого каталогов систем типа Трапеции в данном списке приведены системы, состоящие из звезд только одного спектрального класса.

Широкие системы типа Трапеции можно найти и среди объектов, приведенных в каталогах ван ден Берга [4] и ван ден Берга и Хербста [5] (это каталоги звезд, связанных с отражательными туманностями соответственно в северном и южном полушариях). Нужно отметить, что эти системы с большей вероятностью являются физическими, чем отмеченные нами, так как расположены в основном на фоне темных облаков.

Далее следует табл. 2, в которой отражены данные о найденных нами среди объектов каталогов [4] и [5] системах типа Трапеции. В табл. 2 соответственно приводятся: номер системы, номер звезды в каталогах [4] и [5] (после номера соответственно приведены цифры 4 или 5), видимая величина в цвете V , спектральный класс, расстояние до системы (отмечено среднее расстояние, исходя из приведенных в каталогах модулей расстояний для отдельных звезд), минимальное расстояние между членами системы, размеры системы (все расстояния приводятся в парсеках). При составлении таблицы использовались также результаты работ [6] и [7].

Некоторые трапеции являются вытянутыми кратными и поэтому могут быть названы также цепочками. С другой стороны, многие из отмечаемых в литературе звездных цепочек удовлетворяют определению кратных систем типа Трапеции. Интересным примером такой цепочки является найденная в Лебеде группа из 7 красных звезд, расположенная в темном облаке, длина цепочки 0.3 пс, вдоль группы тянется светлое волокно [8]. Мы нашли необходимым также обратить вновь внимание на звезды δ , ε и ζ Ориона, образующие пояс Ориона. Эта группа в свою очередь удовлетворяет определению системы типа Трапеции. Расчеты приводят к следующим значениям остаточных скоростей и позиционных углов этих скоростей в локальной системе отсчета:

Таблица 1

ШИРОКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

№	Координаты		d (пс)	m_p	Sp	r_1 (пс)	r_2 (пс)	V_t (км/с)	φ
	α_{1950}	δ_{1950}							
1	$6^h 10^m 12^s$	$-13^\circ 36'$	360	$8^m 2$	B9	1.2	2		
	6 11 10	$-13 45$	500	8.9	B9				
	6 11 14	$-13 33$	440	8.6	B9			122	-68°
2	6 25 20	$-4 48$	420	8.5	B9	0.4	0.9		
	6 25 29	$-4 44$	290	5.0	B3				
	6 25 31	$-4 46$	580	8.9	B8				
	6 25 43	$-4 52$	460	8.4	B8				
3	6 54 34	$-10 55$	460	8.7	B9	1	2	107	149
	6 54 48	$-10 45$	420	7.0	B5P				
	6 55 00	$-11 03$	630	9.1	B8				
	6 55 00	$-10 52$	300	7.8	B9				
4	6 59 39	$-25 11$	720	9.7	B9	0.7	1.5	120	-43
	6 59 02	$-25 08$	420	5.8	B3			45	-33
	6 59 18	$-25 08$	580	9.2	B9				
5	6 58 56	$-22 27$	630	9.1	B8	0.8	2.5	120	-49
	6 59 12	$-22 30$	660	9.5	B9				
	6 59 23	$-22 29$	1600	9.3	B5				
	6 59 36	$-22 37$	660	9.5	B9				
6	6 59 57	$-26 25$	400	8.4	B9	0.6	0.7		
	7 00 02	$-26 29$	530	8.9	B9			107	-45
	7 00 20	$-26 27$	580	9.2	B9			160	-48
7	7 01 13	$-24 16$	600	9.3	B9	1.1	1.5		
	7 01 38	$-24 06$	580	9.2	B9				
	7 01 40	$-24 14$	400	8.4	B9				
8	7 12 06	$-10 14$	790	6.0	B1	0.4	1.3	81	-144
	7 12 12	$-10 12$	600	9.0	B8				
	7 12 18	$-10 08$	500	8.9	B9				
9	7 12 44	$-36 05$	680	9.2	B8	1.1	1.4	180	-130
	7 13 02	$-36 16$	550	8.8	B8				
	7 13 24	$-36 08$	250	7.4	B9			17	-140
10	7 52 20	$-35 45$	350	5.4	B3	2.7	5.4	27	-154
	7 52 51	$-36 09$	480	8.5	B8				
	7 53 05	$-35 27$	650	9.5	B9			123	-112
	7 54 08	$-35 47$	420	8.2	B8			40	-139
11	7 21 00	$-25 26$		8.9	B	2	2		
	7 21 30	$-25 18$	580	9.2	B9				
	7 21 53	$-25 25$	580	8.9	B9				

Таблица 2

ШИРОКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Номер системы	Номер звезды	V	Sp	d (пс)	r_1 (пс)	r_2 (пс)
1	80a [4]	9.0	B3n	930	0.14	0.31
	80b	10.8				
	80c	11.3				
2	87a	8.6	B6V	1200	0.52	0.66
	87b	8.5				
	87c	11.2				
3	92a	9.3	B2V	870	0.3	0.3
	92b	9.0				
	92c	10.1				
4	146a	10.2	B2ne	1400	0.31	0.68
	146b	10.2	B3			
	146c	11.9	A			
5	3a1 [5]	11.4	B6V	950	0.51	0.76
	3a2	12.1				
	3b	11.1	B9V			
	3c	12.3	A0V			
6	29a	11.0	B5V	710	0.51	1.53
	29b	12.0				
	29c	12.4				
7	44a	9.5	M0II	2400	0.22	0.44
	44f	13.2				
	44g	13.5				
8	44b	12.0	B2Vpe	2400	0.13	0.22
	44c	13.4				
	44d	13.0				
9	46a	10.5	B0Ve	2800	0.13	0.4
	46b	11.3	B2Ve			
	46c	11.3	B2Ve			
	46d	11.4	B2Ve			
10	86a	11.1	O7	2100	0.15	0.53
	86b	10.6	O7			
	87c	12.7				

δ Ориона: 8.5 км/с, + 26°; ε Ориона: 6.7 км/с, + 33°; ζ Ориона: 5.8 км/с, + 9°. Эти три звезды составляют цепочку длиной 20 пс. При продолжении тангенциальные скорости звезд сходятся в темном облаке со светлым ободком.

Интересен также вопрос о существовании более тесных, чем традиционные, систем типа Трапеции. Это уже самые молодые образования. Подобные системы найдены в молекулярных облаках. Из инфракрасных источников состоят следующие системы: в MopR2—7 источников [9], в NGC 7538—3 источника [10], в DR 21—3 источника [10], в W 3—7 источников [11], в OMC-1—не менее 4 источников [11], в OMC-2—5 источников [12], в GL 437—3 источника [13]. Есть также системы, разрешенные в радиоконтинууме. Например, около GGD 29 в [14] разрешена система из трех источников. Размеры таких систем 0.01—0.1 пс. Они по оценкам вышеуказанных авторов в основном состоят из поздних О и ранних В звезд (эти оценки сделаны на основе их радио и инфракрасного излучения).

Естественно, что более широкие системы типа Трапеции должны иметь большую продолжительность жизни, чем тесные системы, поэтому в них лишь изредка могут встречаться звезды типа О и ранних В. Это находится в хорошем согласии с наблюдаемыми спектральными типами, приведенными в наших таблицах. С другой стороны, казалось бы, что тесные (короткоживущие) системы этого рода могут также часто содержать звезды поздних подтипов В. Между тем, наблюдения показывают, что среди тесных трапеций преобладают случаи, когда главная звезда принадлежит к типам О—В2. Не исключено, однако, что такое положение обусловлено селекцией, вызванной большой светимостью ранних звезд.

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

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

TRAPEZIUM LIKE LARGE SYSTEMS

A. L. GYULBUDAGHIAN

Data concerning 11 large Trapezium like systems consisting of B type stars situated in Puppis and 8 systems connected with reflection nebulae are given. A list of 8 narrow Trapezium like systems consisting of infrared and compact radio sources is also given.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
2. Г. Н. Салуквадзе, Бюлл. Абастуманской обс., 49, 39, 1978.
3. А. Л. Гюльбудагян, Астрофизика, 18, 660, 1982.
4. S. van den Bergh, A. J., 71, 990, 1966.
5. S. van den Bergh, W. Herbst, A. J., 80, 208, 1975.

6. А. Л. Гюльбудаян, Астрон. цирк., № 1224, 1982.
7. R. Racine, A. J., 73, 233, 1968.
8. W. Herbst, A. J., 80, 212, 1975.
9. S. Beckwith, N. J. Evansll, E. E. Becklin, G. Neugebauer, Ap. J., 208, 390, 1976.
10. C. G. Wynn-Williams, E. E. Becklin, G. Neugebauer, Ap. J., 187, 473, 1974.
11. C. G. Wynn-Williams, E. E. Becklin, P. A. S. P., 86, 5, 1974.
12. J. Gatley, E. E. Becklin, K. Matthews, G. Neugebauer, M. V. Penston, N. Sco-ville, Ap. J., 191, L121, 1974.
13. S. G. Kleinmann, D. G. Sargent, F. C. Gillett, G. L. Grasdaen, R. R. Joyce. Ap. J., 215, L79, 1977.
14. L. F. Rodriguez, J. M. Moran, P. T. P. Ho, E. W. Gottlieb, Ap. J., 235, 845, 1980.

УДК 524.354.4—726

О ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ
В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

В. Д. ЕГОРЕНКОВ, Д. Г. ЛОМИНАДЗЕ, П. Г. МАМРАДЗЕ

Поступила 22 марта 1983

Принята к печати 4 августа 1983

Показано, что для принятых в настоящее время моделей релятивистской электронно-позитронной плазмы нижнего слоя магнитосферы пульсаров возможно развитие только «гидродинамических» пучковых неустойчивостей, кинетические неустойчивости продольных колебаний такой плазмы не возникают.

1. *Введение.* Попытки объяснения особенностей радиоизлучения пульсаров развитием неустойчивостей околопульсарной плазмы привели к появлению значительного числа работ, посвященных исследованию спектров колебаний и возможных неустойчивостей релятивистской плазмы [1—10]. В частности, некоторое число работ посвящено исследованию пучковых неустойчивостей потенциальных колебаний релятивистской плазмы, аналогичных известной пучковой неустойчивости нерелятивистской плазмы [2, 6, 7, 9, 11—14]. Возникавшие сомнения о невозможности возбуждения потенциальных колебаний в ультрарелятивистской плазме пучком малой плотности с большим разбросом по энергиям из-за якобы имеющего место сильного черенковского поглощения продольных колебаний с фазовой скоростью $v = \omega/k$, меньшей скорости света ($\omega/k < c$), были устранены в работе [2]. В этой работе было показано, что в такой плазме в действительности существуют слабозатухающие продольные колебания с фазовой скоростью близкой, но несколько меньшей скорости света, которые могут возбуждаться резонансными частицами пучка. Факт существования слабозатухающих медленных ($v_\phi < c$) продольных колебаний в релятивистском газе был установлен задолго до открытия пульсаров в работах [15, 16]. В работе [15] была также дана оценка декремента в ультрарелятивистском случае.

С другой стороны, в ряде работ исследованы неустойчивости в системе релятивистских моноэнергетических пучков применительно к плазме пульсаров [2, 6, 7, 9, 11—14]. Однако непосредственная применимость

этих работ к явлениям плазмы в магнитосфере пульсаров вызывает естественное возражение, так как распределение частиц в плазме пучка вряд ли является моноэнергетическим. Скорее можно ожидать, что функция распределения по продольным импульсам является сильно размазанной, причем типичные значения отношений плотностей пучка n_b к плотности плазмы n_p порядка $n_b/n_p \sim 10^{-3}$, а отношение релятивистского фактора пучка γ_b к релятивистскому фактору плазмы γ_p порядка $\gamma_b/\gamma_p \sim 10^3$ при $\gamma_p \sim 1 + 10$, а $\gamma_b \sim 10^3 \div 10^4$ (данные приведены в системе покоя плазмы) [8, 17—20].

Настоящая работа посвящена выяснению вопроса о том, какие пучковые неустойчивости могут возникать в околопульсарной ультрарелятивистской плазме. В ней показано, что при известных в настоящее время параметрах плазмы магнитосферы пульсаров развитие пучковой неустойчивости может идти только через гидродинамическую стадию, причем пучок может быть размытым. Таким образом картина генерации излучения оказывается качественно аналогичной картине, данной в [17], с тем отличием, что плазму следует считать релятивистской, а пучок — размытым.

2. Для того, чтобы иметь возможность проанализировать приложения результатов теории пучковой неустойчивости в релятивистской плазме к околопульсарной плазме, напомним, следуя работе [2], основные результаты теории пучковой неустойчивости в релятивистской плазме с «одномерной» функцией распределения электронов и позитронов по продольным импульсам (поперечные скорости этих частиц пренебрежимо малы из-за чрезвычайно сильных радиационных потерь в сильном магнитном поле пульсара) [21]. Дисперсионное уравнение продольных колебаний релятивистской плазмы имеет вид

$$1 - \sum_{a=p, b} \omega_a^2 \langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle = 0, \quad (1)$$

где $\omega_a^2 = \frac{4\pi e^2 n_a}{m}$, γ — релятивистский фактор $\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2}$. Символ $\langle \rangle$ означает усреднение по импульсам частиц $\langle (...) \rangle = \int f_0(p) \times \times (...) \frac{dp}{n}$. $n = \int f_0(p) dp$ — плотность плазмы, $f_0(p)$ — равновесная функция распределения частиц по импульсам (одномерная), $v = c \left(1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}\right)^{-1/2}$ — скорость частицы, c — скорость света, индексы p и b обозначают соответственно плазму и пучок.

Для гауссовского распределения частиц пучка

$$f_0(p) = \frac{n_b}{\sqrt{\pi} p_{Tb}} \exp \left[-\frac{(p - p_b)^2}{p_{Tb}^2} \right]$$

имеем

$$\langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle = \frac{2\gamma_b^3}{k^2 c^2 \gamma_{Tb}^2} [1 + i\sqrt{\pi} x W(x)], \quad (2)$$

где $\gamma_b = P_b/mc$, $\gamma_{Tb} = P_{Tb}/mc$, $x = \frac{(\omega - kv_b) \gamma_b^3}{|k| c \gamma_{Tb}}$, $v_b = c \left(1 + \frac{1}{\gamma_b^2} \right)^{-1/2}$, $W(x)$ — функция Крампа.

В отсутствие пучка из уравнения (1) имеем следующий спектр продольных колебаний:

$$\omega = c[k - \alpha(k - k_0)], \quad (3)$$

где

$$\alpha = \langle \gamma (1 + v/c)^2 \rangle / \langle \gamma^3 (1 + v/c)^3 \rangle,$$

$$k_0^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2} \langle \gamma (1 + v/c)^2 \rangle,$$

$$\frac{k - k_0}{k} = \frac{\Delta k}{k} \ll 1.$$

Если плотность пучка достаточно мала, то неустойчивость является кинетической. Полагая в этом случае $\omega = \omega(k) + i\Gamma(k)$, где $\Gamma \ll \Delta\omega$, $\Gamma \ll kc\gamma_{Tb}/\gamma_b^3$, $\Delta\omega \equiv \alpha c(k - k_0)$, получим

$$\frac{\Gamma}{ck} = \frac{\pi}{2} \frac{m^2 c^2}{n_p} \left(\frac{\partial b_0}{\partial p} \gamma^3 \right)_{p=p_{res}} \langle \gamma^{-3} (1 + v/c)^{-3} \rangle \quad (4)$$

или в частном случае гауссовского распределения

$$\Gamma = -\sqrt{\pi} ck_0 \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{\gamma_{Tb}^2} \langle \gamma^{-3} (1 + v/c)^{-3} \rangle x e^{-x^2}. \quad (5)$$

По порядку величин получим

$$\Gamma_{\max} \sim \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{2 \langle \gamma^3 \rangle} \frac{ck_0}{\gamma_{Tb}^2}. \quad (6)$$

Необходимые условия применимости этих выражений для Γ

$$\Gamma \ll \frac{ck\gamma_{Tb}}{\gamma_b^3}, \quad \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{\langle \gamma^3 \rangle \gamma_{Tb}^2} \ll 1$$

имеют вид

$$\frac{n_b}{n_p} \ll \frac{\gamma_{Tb}^3 \langle \gamma^3 \rangle}{\gamma_b^6} \ll 1. \quad (7)$$

Используя приведенные выше оценки для плотностей и релятивистских факторов пучка и плазмы в нижнем слое магнитосферы пульсара, легко видеть, что условие (7) не выполняется. ($n_b/n_p \sim 10^{-3}$, $\gamma_{Tb}^3 \langle \gamma^3 \rangle / \gamma_b^6 < 10^{-9}$), очевидно, что рассматриваемая неустойчивость в плазме с такими параметрами развиваться не может.

Если плотность n_b достаточно велика, то можно считать, что $x = \frac{\Gamma \gamma_b^3}{kc \gamma_{Tb}} \gg 1$, тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$1 - \omega_p^2 \langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle - \omega_b^2 \gamma_b^{-3} (\omega - kv_b)^{-2} = 0, \quad (8)$$

где $v_b = c(1 + 1/\gamma_b^2)^{-1/2}$.

Полагая в (8) $\omega = kv_b + \Delta\omega$, где $|\Delta\omega| \ll kv_b$, $v_b \approx c$, $\langle \gamma \rangle^2 \Delta\omega / kc \ll 1$, $v \approx c(1 - 1/2\gamma^2)$, $v_b \approx c(1 - 1/2\gamma_b^2)$, получим

$$1 - \frac{4\omega_p^2}{c^2 k^2} \langle \gamma \rangle - \frac{16\omega_b^2 \langle \gamma^3 \rangle}{c^2 k^2} \Delta\omega - \frac{\omega_b^2}{\gamma_b^3 (\Delta\omega)^2} = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая третьим слагаемым в (9), получим, что

$$\Delta\omega = \omega_b \gamma_b^{-3/2} \left(1 - \frac{4\omega_p^2}{c^2 k^2} \langle \gamma \rangle \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

Неустойчивость возникает при $k < k_0$, и если k не близко к k_0 , то из (9) по порядку величины имеем

$$\Gamma = \text{Im } \Delta\omega \sim \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \frac{ck}{\gamma_b^{3/2} \langle \gamma \rangle^{1/2}}. \quad (11)$$

Условие применимости этих выражений

$$x \sim \frac{\Gamma \gamma_b^3}{ck \gamma_{Tb}} \gg 1$$

выполняется, если

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/2} \gg \frac{\langle \gamma \rangle^{1/2} \gamma_{Tb}}{\gamma_b^{3/2}}. \quad (12)$$

Инкремент (10) увеличивается при $k \rightarrow k_0$. В этом случае необходимо удержать в дисперсионном уравнении (9) третье слагаемое, пропорциональное $\Delta\omega$.

В результате получим

$$\Delta\omega = \frac{1 + i\sqrt{3}}{4 \cdot 2^{1/3}} \left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \frac{ck_0}{\gamma_b (\langle \gamma^3 \rangle)^{1/3}}. \quad (13)$$

$$\Gamma_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{4 \cdot 2^{1/3}} \left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \frac{ck_0}{\gamma_b (\langle \gamma^3 \rangle)^{1/3}}. \quad (14)$$

Условие $x > 1$ имеет вид

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \gg \frac{\langle \dot{\gamma} \rangle \gamma_{Tb}}{\gamma_b^2}. \quad (15)$$

Определим ширину зоны $\Delta k/k_0$, в которой плазменная и пучковая ветви колебаний близки (инкремент гидродинамической неустойчивости максимален)

$$\omega = kv_b = ck \left(1 - \frac{1}{2 \langle \gamma \rangle^2} \frac{\Delta k}{k_0}\right). \quad (16)$$

Из (16) имеем

$$\frac{\Delta k}{k_0} \sim \frac{\langle \gamma \rangle^2}{\gamma_b^2}. \quad (17)$$

Подстановка условия (17) в условие пренебрежения поправкой $\Delta k/k_0$ к дисперсии плазменных волн

$$\frac{\Delta k}{k_0} \ll \frac{\omega_p^2 \langle \gamma \rangle^3 \Gamma}{k^3 c^3} \quad (18)$$

дает

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \gg \frac{\langle \gamma \rangle}{\gamma_b}. \quad (19)$$

Условие (19) следует рассматривать наряду с условием (15).

Общая картина ветвей колебаний, описываемых уравнением (8) в области волновых чисел, близких к k_0 , представлена на рис. 1. Здесь же отложен инкремент колебаний. Рис. 1 аналогичен рис. 1.1 в [22].

Нетрудно убедиться, что условия (12), (15) и (19) существования гидродинамических неустойчивостей с инкрементами (11) и (14) для пульсара с приведенными выше значениями плотностей и релятивистских факторов пучка и плазмы выполняются. Таким образом, в околорезонансной плазме могут развиваться не только гидродинамические неустойчивости $\Gamma_{\max} \sim (n_b/n_p)^{1/3}$, но и гидродинамические неустойчивости с $\Gamma_{\max} \sim (n_b/n_p)^{1/2}$.

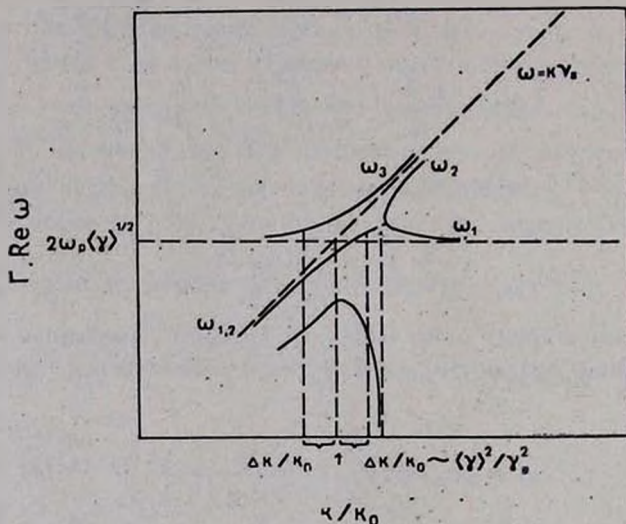


Рис. 1.

Прежде всего отметим, что в релятивистской электронно-позитронной плазме неустойчивости гидродинамического типа возникают не только для моноэнергетического распределения частиц и пучка по импульсам, но и в случае, когда разброс по импульсам велик, например даже в случае, когда $\gamma_{\text{ТБ}} \sim \gamma_b \gg \langle \gamma \rangle$. При этом важным обстоятельством является то, что энергия частиц пучка значительно превосходит энергию частиц плазмы, так что в силу $\gamma_b \gg \langle \gamma \rangle$ выполняется условие (15).

Таким образом, мы показали, что в околорезонансной ультрарелятивистской электронно-позитронной плазме с параметрами $\gamma_b/\gamma_p \sim 10^3$ и $n_b/n_p \sim 10^{-3}$ развития кинетической пучковой неустойчивости продольных колебаний не происходит. Однако гидродинамическая пучковая неустойчивость с максимальным инкрементом может развиваться даже в тех условиях, когда разброс пучка по импульсам велик.

В заключение авторы выражают благодарность К. Н. Степанову за многочисленные ценные замечания и постоянный интерес к работе и В. В. Усову и Г. Э. Мачабели за полезные обсуждения.

Харьковский

государственный университет

Абастуманская астрофизическая

обсерватория

ON PLASMA BEAM INSTABILITIES IN THE MAGNETOSPHERES OF PULSARS

V. D. EGORENKOV, J. G. LOMINADZE, P. G. MAMRADZE

It has been shown that for the recently accepted models of relativistic electron-positron plasmas of the lower layer in the magnetosphere of pulsars the development of "hydrodynamic" beam instabilities is only possible; kinetic instabilities of longitudinal waves in such plasmas do not exist.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Buschauer, G. Benford, M. N. RAS, 179, 99, 1977.
2. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, ЖЭТФ, 76, 959, 1979.
3. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, Ф. Э. Саидсев, ЖЭТФ, 77, 1952, 1979.
4. Д. Г. Ломинадзе, Г. Э. Мачабели, А. Б. Михайловский, Физика плазмы, 5, 1337, 1979.
5. Г. Э. Мачабели, В. В. Усов, Письма АЖ, 5, 445, 1979.
6. А. Б. Михайловский, Письма АЖ, 5, 604, 1979.
7. A. B. Mikhailovskii, Plasma Physics, 23, 413, 1981.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
9. P. E. Hardee, W. K. Rose, Ap. J., 219, 274, 1978.
10. В. Н. Цытович, С. А. Каплан, Астрофизика, 8, 411, 1972.
11. K. Kawamura, I. Suzuki, Ap. J., 217, 832, 1977.
12. А. Б. Михайловский, Физика плазмы, 6, 283, 1980.
13. P. E. Hardee, P. J. Morrison, Ap. J., 227, 252, 1979.
14. S. Hinata, Ap. J., 206, 282, 1976.
15. В. П. Силин, ЖЭТФ, 38, 1577, 1960.
16. В. И. Цытович, ЖЭТФ, 40, 1775, 1961.
17. G. Benford, R. Buschauer, M. N. RAS, 179, 189, 1977.
18. J. Duvila, G. Wright, G. Benford, Astrophys. Space Sci., 71, 51, 1980.
19. P. Sturrock, Ap. J., 164, 529, 1971.
20. E. Tademaru, Ap. J., 183, 625, 1973.
21. I. V. Chugunov, E. V. Suvorov, Astrophys. Space Sci., 23, 189, 1973.
22. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М., 1975.

УДК 524.5+524.622

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ ДО МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ОН

И. Г. КОЛЕСНИК, Л. В. ЮРЕВИЧ

Поступила 21 июля 1982

Принята к печати 25 мая 1983

Показано, что полуширины ΔV и глубины T_A линий поглощения ОН дают параметр $\tilde{v} = \sqrt{\Delta V / T_A}$, линейно меняющийся с расстоянием R до поглощающих облаков. Наклон прямой $\tilde{v}(R)$ зависит от ширины диаграммы направленности радиотелескопа. Предлагается интерпретация полученной зависимости. Приведены примеры использования $\tilde{v}(R)$ для определения расстояний и кинематических характеристик межзвездных облаков. В отличие от кинематического метода, зависимость $\tilde{v}(R)$ позволяет получать однозначные и не отягощенные пекулярными движениями расстояния до межзвездных облаков.

1. Данные о расстояниях до галактических объектов основываются главным образом на использовании кривой вращения Галактики. В первом приближении она описывается моделью кругового вращения [1]. Более точная кривая вращения получается из теории волн плотности на основании данных о распределении нейтрального водорода в Галактике [2], а также по распределению других межзвездных молекул, например, CO [3].

Кривая галактического вращения позволяет однозначно определять расстояния только для объектов, расположенных на галактоцентрических расстояниях, больших R_0 — расстояния Солнца от центра Галактики. Для объектов, находящихся внутри окружности радиуса R_0 , одному и тому же значению лучевой скорости соответствуют два возможных расстояния до Солнца. Для определения действительного расстояния до объекта обычно привлекают данные о линиях поглощения, которые образуются в облаках, расположенных на луче зрения между областью радиоизлучения исследуемого объекта и наблюдателем [4]. Этот метод можно надежно применять, если разности лучевых скоростей исследуемого объекта и вспомогательных линий поглощения превосходят среднеквадратическую скорость пекулярных движений облаков в межзвездной среде. Обычно считается, что скорость таких движений не превосходит 10 км/с. Однако выявление в плос-

кости Галактики облаков с пекулярными скоростями в 20—30 км/с и выше [5—7] показывает, что в ряде случаев этот метод неприменим.

Кроме того, по кривой вращения нельзя определять расстояния до объектов, расположенных вблизи галактических долгот 0° и 180° . При этом для отдельных высокоскоростных деталей, таких, как 3-кпс расширяющийся рукав, расстояния можно определить косвенными методами [8]. В работе [9] показано, что данные о градиенте лучевой скорости расширяют возможности определения расстояний в этих направлениях.

Все это показывает, что заслуживает серьезного внимания поиск таких методов определения расстояний, которые были бы свободны от перечисленных выше ограничений. В данной работе показано, что, основываясь на информации о параметрах линии поглощения ОН, можно определять расстояния до межзвездных облаков. Обсуждается точность определения расстояний и границы применимости метода. Предлагается объяснение полученной зависимости параметров линии поглощения от расстояния.

2. При исследовании «Обзора ОН вблизи галактической плоскости» Тернера [10] было обнаружено систематическое увеличение полуширин линий поглощения ОН с ростом их лучевых скоростей. При этом глубины линий, характеризующиеся антенной температурой, уменьшаются. Эта закономерность представлена на рис. 1, где показаны отдельные линии поглощения ОН из работы [10], наблюдаемые в направлении девяти разных

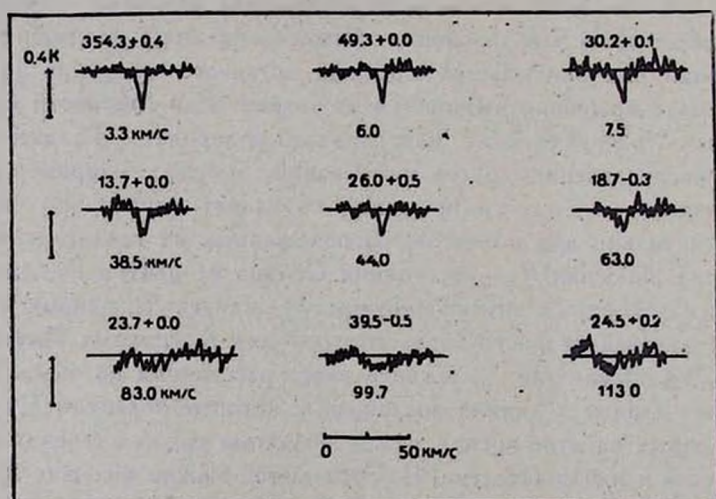


Рис. 1. Характерное поведение профилей линий поглощения ОН на частоте 1667 МГц с ростом лучевой скорости поглощающих облаков. Галактические координаты указаны над профилями, внизу каждого профиля указаны лучевые скорости облаков [10].

областей радиоизлучения на частоте 1667 МГц. При наличии на луче зрения нескольких поглощающих облаков изменение линий поглощения с лучевой скоростью имеет вид, изображенный на рис. 2. Здесь представлены записи линий поглощения ОН в направлении двух источников радиоизлучения: $22.6+0.0$ и $34.5-0.3$ на той же частоте.

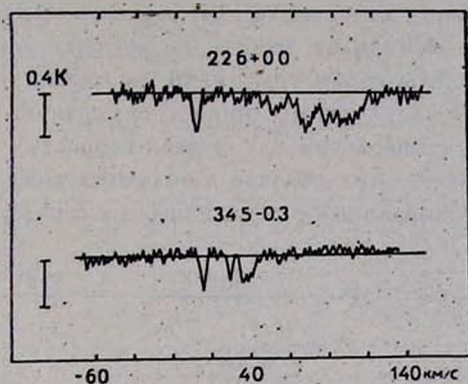


Рис. 2. Регистрограммы линий поглощения ОН на частоте 1667 МГц в направлениях $22.6+0.0$ и $34.5-0.3$ в диапазоне лучевых скоростей $-60 \div 140$ км/с [10].

Итак, существует систематическое изменение параметров линий поглощения ОН с увеличением лучевой скорости. Это создало предпосылку для предположения, что параметры линий поглощения ОН могут зависеть от расстояния до облаков, в которых они формируются.

Для проверки этого предположения необходимо было иметь выборку облаков с хорошо определенными расстояниями. В качестве такой выборки были использованы данные об облаках, связанных с областями Н II, до которых имеются хорошо определенные расстояния. В настоящее время установлено, что молекулярные облака, генетически связанные с областями Н II, должны обладать близкими с ними лучевыми скоростями. Согласно Робинсону и др. [11], для 75% изученных авторами облаков ОН, связанных с областями Н II, разности лучевых скоростей рекомбинационной радиолнии Н 109 α и гидроксила $|V_{\text{Н } 109 \alpha} - V_{\text{ОН}}| \lesssim 10$ км/с. По этому условию нами приписывалось облаку ОН расстояние, равное расстоянию связанной с ним областью Н II. В отдельных случаях принималось расстояние по кривой вращения Галактики.

Используя этот критерий, из работы [10] мы отобрали 80 облаков и облачных комплексов, имеющих линии поглощения на частотах 1665 и 1667 МГц. При этом отбирались источники с чистыми изолированными линиями поглощения, по возможности не искаженными эмиссией мазерного излучения.

Список областей радиоизлучения и параметры линий поглощения ОН приведены в табл. 1. В столбце 1 даны галактические координаты источников: долгота l'' и широта b'' , в столбце 2—названия источников, в столбцах 3 и 4 приведены лучевые скорости рекомбинационных линий ионизованного водорода Н 109 α и Н 110 α (для источников 21.8—0.3 и 41.1—0.3 приведены лучевые скорости нейтрального водорода Н I). В пятом столбце даны расстояния до областей Н II, принятые в качестве расстояний до облаков ОН, в 6—ссылки на работы, из которых взяты расстояния. В столбцах 7—9 приведены параметры линий поглощения ОН на частоте 1665 МГц, в 12—14—параметры линий поглощения ОН на частоте 1667 МГц: антенная температура T_A , лучевая скорость V_{OH} и полуширина линии ΔV . Расположение этих облаков и облачных комплексов в Галактике показано на рис. 3. Спиральные рукава нанесены согласно работе [13].

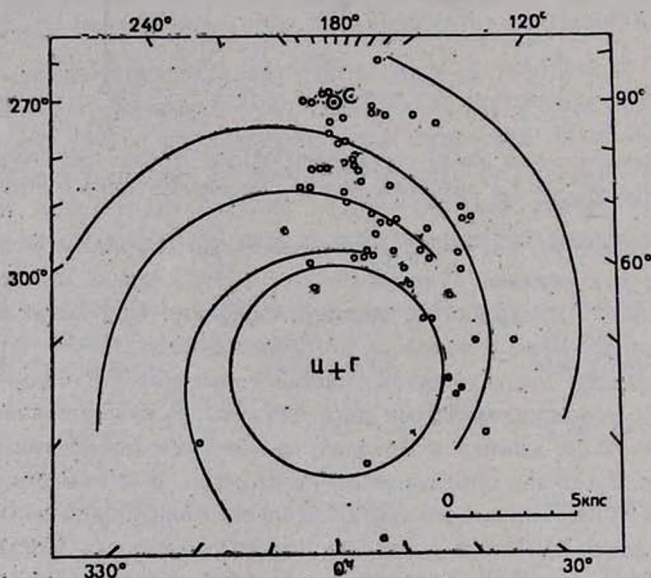


Рис. 3. Расположение исследуемых облаков и облачных комплексов в Галактике. Спиральные рукава проведены согласно работе [13]. С — Солнце; ЦГ — центр Галактики.

Исследование закономерностей, изменения полуширин и глубин линий поглощения ОН показало, что величина $\delta = \sqrt{\Delta V / T_A}$ статистически линейно возрастает с расстоянием до поглощающего облака. Значения δ для линий поглощения отдельных облаков ОН даны в 10 и 15 столбцах табл. 1. В ряде случаев для линий поглощения облаков, принадлежащих одному облачному комплексу, приведены величины $\bar{\delta}$, усредненные для этого

l^{II} b^{II}	Источник	$V_{\text{H 109a}}$ км/с	$V_{\text{H 110a}}$ км/с	R кпс	Литература
1	2	3	4	5	6
5.5—0.2	W 28	14.2	22.0	14.0	[12]
6.2—1.2			2.0	1.5	[13]
6.4—0.4				3.5	[14]
6.6—0.1			12.5	17.0	[12]
7.0—0.2				3.7	[15]
8.4—0.3	M 20	16.4	36.0	6.0	[12]
8.7—0.4			40.0	5.0	[12]
10.1—0.4			12.0	6.0	[12]
10.2—0.4			13.0	6.0	[12]
10.2—0.4			3.5	6.0	[12]
10.3—0.2	W 31	57.0	12.0	6.0	[12]
13.2+0.1				6.0	[15]
13.4+0.1			18.0	6.0	[12]
14.5—0.7			11.5	1.5	[12]
15.1—0.7			19.0	2.2	[12]
15.2—0.6	M 17		11.7	2.2	[12]
15.2—0.8			20.0	2.2	[12]
15.1—0.9			19.0	2.3	[12]
16.9+1.0			25.5	2.8	[12]
17.0+0.8			23.5	2.8	[12]
18.6+1.9	W 35	32.9		3.2	[15]

1665 МГ Π					1667 МГ Π				
T_A К	V_{OH} км/с	ΔV км/с	δ $\sqrt{\text{км}/(\text{с К})}$		T_A К	V_{OH} км/с	ΔV км/с	δ $\sqrt{\text{км}/(\text{с К})}$	
7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
-0.08	8.8	10.0	11.18	5.34	-0.15	8.8	10.0	8.17	4.83
					-0.24	5.5	2.1	3.06	
-0.94	7.1	12.4	3.63		-1.22	7.1	12.4	3.19	
-0.11	-22.1	13.0	10.87						
-0.25	19.0	4.0	4.00		-0.35	19.0	3.4	3.12	
-0.15	37.0	5.0	5.77	3.91	-0.25	37.0	5.0	4.47	2.03
-0.15	34.7	3.6	4.90		-0.16	34.7	4.3	5.18	
-0.65	12.0	10.0	3.92		-0.75	12.0	12.0	4.00	
-1.25	11.0	8.0	2.53						
-0.22	0.8	5.5	5.00						
-0.53	11.2	9.3	4.19	2.74	-0.40	53.0	6.0	3.87	2.74
-0.35	53.0	7.0	4.47		-0.45	11.5	9.6	4.62	
-0.26	11.5	9.6	6.08		-1.1	20.0	4.0	1.91	
-0.55	20.0	6.0	3.30		-2.0	19.5	5.5	1.66	
-1.1	19.5	5.5	2.24		-0.60	11.0	5.1	2.92	
-0.45	11.0	6.8	3.89	3.25	-2.40	19.0	5.5	1.51	2.74
-1.25	19.0	5.5	2.10		-2.10	19.5	5.5	1.62	
-1.45	19.5	5.5	1.95		-0.56	19.5	2.7	2.20	
-0.42	19.5	2.7	2.54		-0.51	19.5	5.5	3.28	
-0.35	20.6	5.5	3.96		-0.20	27.5	4.1	4.53	
-0.15	27.5	4.1	5.23						

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
18.9-0.5	W 41	58.0*	67.0	5.4	[12]	-0.35	66.0	7.0	4.47	4.51	-0.40	65.0	7.0	4.18	4.11
19.0-0.3			61.0	5.4	[12]	-0.34	63.0	7.0	4.54		-0.53	63.5	8.6	4.03	
19.6-0.1			61.0	4.5	[12]	-0.20	71.4	6.4	5.66	5.41	-0.22	72.2	4.9	4.72	4.09
20.1-0.1			46.0	4.5	[12]	-0.15	66.0	4.0	5.16		-0.25	65.0	3.0	3.46	
21.8-0.3				4.8	[16]	-0.15	51.5	3.0	4.47	6.30	-0.15	50.5	5.0	5.77	5.97
22.8-0.3			82.5	12.1	[15]	-0.10	105.0	10.0	10.00		-0.15	105.0	10.0	8.16	
23.4-0.2			79.7	6.1	[15]	-0.45	78.5	6.0	3.65		-0.60	79.5	5.0	2.89	
23.4-0.2			101.5	7.6	[15]	-0.42	98.5	7.5	4.23		-0.48	99.1	7.6	3.98	
23.5+0.0			91.8	6.9	[15]	-0.20	96.0	4.0	4.47		-0.50	97.0	5.0	3.16	
23.5-0.0				91.0	[12]	-0.14	75.2	8.5	7.79		-0.19	79.0	6.8	5.98	
23.7+0.2				108.0	[12]	-0.25	88.5	10.0	6.33		-0.18	88.0	8.0	6.67	
24.2-0.1				89.0	[12]						-0.11	80.5	4.3	6.25	
24.4+0.1				112.0	[12]	-0.21	112.7	6.9	5.73		-0.16	114.2	6.7	6.47	
24.5+0.2			114.1	117.5	[15]	-0.17	108.5	8.0	6.86		-0.20	107.0	6.0	5.48	
24.7-0.2	W 42	60.4	112.0	9.0	[12]	-0.15	94.0	6.0	6.33	6.30	-0.25	92.0	6.0	4.90	5.97
25.4-0.2				5.0	[17]	-0.30	56.0	7.0	4.83		-0.50	56.0	7.0	3.74	
25.7+0.1			52.0	14.0	[12]	-0.12	58.1	6.6	7.42		-0.08	58.7	7.0	9.35	
28.6+0.0			93.0	5.0	a	-0.45	78.5	7.5	4.08		-0.63	78.8	8.5	3.67	
28.8+3.5	W 40	0.7		0.6	[17]	-1.00	7.0	4.0	2.00	6.30	-1.70	7.00	3.0	1.33	5.97
30.7-0.4			97.0	8.6	[15]	-0.20	91.0	10.0	7.07		-0.30	91.0	10.0	5.77	
30.7+0.3	W 43	92.5		6.6	[13]	-0.35	94.0	10.0	5.35	6.30	-0.55	92.0	12.0	4.67	5.97
30.8-0.0			90.0	90.0	[12]	-0.45	93.0	8.0	4.22		-0.70	93.0	8.0	3.38	
31.1+0.0			88.6	10.6	[18]	-0.19	80.2	11.5	7.78		-0.30	80.5	17.0	7.53	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
34.4+0.0	W 44	53.9		3.8	[19]						-0.32	57.6	5.5	4.15	
37.5-0.1			55.0	6.0	a	-0.35	84.0	4.0	3.38		-0.45	85.0	6.0	3.65	
37.8-0.3			86.5	8.0	[15]	-0.15	90.0	4.0	5.16		-0.30	86.0	6.0	4.47	
37.9-0.4			86.5	8.0	[15]	-0.15	84.0	6.0	6.33	5.75	-0.15	89.0	7.0	6.83	5.65
37.8-0.3		60.2		11.5	[15]	-0.22	60.4	11.0	7.07		-0.33	60.7	11.5	5.90	
37.9-0.4	W 47	60.2		11.5	[15]	-0.20	60.0	8.0	6.33	6.70	-0.25	61.0	12.0	6.93	6.42
41.1-0.3		78.0*		7.5	[16]	-0.19	42.4	5.5	5.38		-0.25	43.2	7.0	5.29	
48.9-0.5	W 51	66.4		6.6	[15]	-0.22	61.0	8.0	6.03		-0.35	58.0	7.0	4.47	
49.0-0.3	W 51 опг.	63.2		6.6	[15]	-0.50	62.1	13.0	5.10		-0.81	62.2	10.5	3.60	
49.3-0.5	W 51 опг.	58.7		6.5	[15]	-0.20	51.0	8.0	6.33		-0.25	51.0	8.0	5.66	
51.1+0.1		55.3		6.3	[15]	-0.20	50.5	7.0	5.92		-0.25	54.0	7.0	5.29	
78.2+1.8	DR 4	5.1		2.1	[19]	-0.32	1.6	4.5	3.75		-0.44	0.9	7.1	4.02	
79.2+0.3	DR 15	-1.6		4.0	[19]	-0.28	1.4	4.1	3.83		-0.40	0.3	5.6	3.74	
80.9-0.2	DR 22	1.7		1.5	[19]	-0.48	6.4	3.7	2.78		-0.80	5.9	3.3	2.03	
80.9+0.4	DR 20	1.3		3.0	[19]	-0.30	4.4	3.5	3.42		-0.64	5.1	2.6	2.02	
81.7+0.6	DR 21 OH	1.7		1.5	[19]	-1.00	-3.6	2.4	1.55		-1.82	-3.2	3.9	1.46	
133.7+1.2	W 3	-42.3		2.3	[13]						-0.63	-41.1	7.0	3.33	
208.8-19.3	OMC-2	-2.0		0.5	[13]						-0.48	5.5	1.7	1.88	
209.0-19.4	Орион А	-2.0		0.5	[13]						-1.02	5.3	1.9	1.37	
265.1+1.5		4.8		1.0	[20]	-1.69	5.4	4.2	1.58	2.15	-1.06	5.4	4.2	1.99	
265.1+1.5	RCW 36	4.8		1.0	[20]	-0.65	5.1	4.8	2.72		-1.20	4.9	3.4	1.68	1.84
267.8-0.9				0.9	[20]	-1.25	1.9	6.3	2.25	1.72	-1.95	2.8	5.5	1.68	
267.9-1.1	RCW 38			0.9	[20]	-3.3 ^c	2.0	6.3	1.37		-5.16	2.6	6.1	1.09	1.34
268.0-1.0				0.9	[20]	-2.61	2.0	6.3	1.55		-3.69	2.3	5.9	1.26	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
337.8—0.1		—52.0		14.2	[15]	- 0.24	—46.1	23.8	9.56		—0.41	—46.2	26.3	8.01	
338.0—0.4		—40.4		3.5	[15]	—0.50	—35.0	7.0	3.74		—0.80	—34.0	6.0	2.74	
338.9+0.6		—63.0		5.1	[15]						—0.25	—61.7	3.0	3.46	
340.8—1.0		28.0*		2.7	[16]	—0.45	—28.0	5.0	3.34		—0.42	—28.0	5.0	3.45	
343.4—0.0		—30.3		3.3	[15]	—0.15	—25.6	4.0	5.16		—0.25	—26.6	4.0	4.00	
345.4—0.9	RCW 117	—21.1		2.6	[15]	—0.37	—21.7	4.1	3.33		—0.56	—21.4	5.5	3.13	
351.4+0.7	NGC 6334	— 3.8		0.8	[15]	—2.35	— 3.0	4.0	1.31		—4.20	— 3.0	5.0	1.09	
351.6+0.2		—42.5		6.2	[15]	—0.40	—40.5	8.0	4.47		—0.40	—42.2	7.0	4.18	
351.7—1.2		—12.2		2.6	[15]	—0.59	—12.5	5.9	3.16		—0.66	—12.4	6.1	3.04	
353.1+0.6	W 22	— 4.0		1.1	[15]	—1.20	— 3.0	7.0	2.42	2.67	—1.25	— 4.0	8.0	2.53	2.70
353.2+0.9	NGC 6357	— 4.0		1.1	[15]	—0.70	— 5.3	6.0	2.93		—0.85	— 5.3	7.0	2.87	
353.5—0.0		—51.0		7.1	[15]	—0.29	—42.7	12.0	6.43		—0.39	—43.4	11.3	5.38	

* Скорость нейтрального водорода HI.

а) Расстояние до облака OH принято по кривой вращения. Поскольку область радиоизлучения имеет большую лучевую скорость, чем поглощающее облако, то принято близкое расстояние.

комплекса (11 и 16 столбцы). Зависимость δ для облаков и облачных комплексов от R —гелиоцентрического расстояния поглощающих облаков для линий поглощения на двух частотах 1665 и 1667 МГц приведена на рис. 4

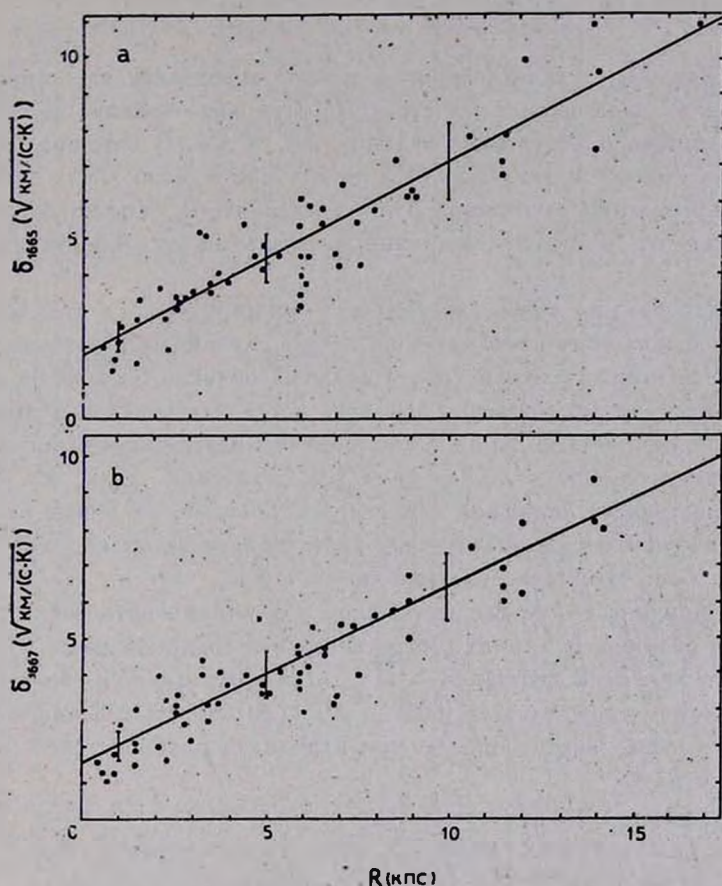


Рис. 4. Зависимость параметра линии поглощения ОН $\delta = \sqrt{\Delta V / T_A}$ от гелиоцентрического расстояния облака R для НРАО радиотелескопа (ширина диаграммы направленности $19'$); а) частота 1665 МГц; б) частота 1667 МГц. Вертикальными отрезками указаны экспериментальные ошибки значений δ для расстояний 1, 5 и 10 кпс.

Уравнения линейной регрессии, вычисленные методом наименьших квадратов, для указанных частот имеют вид:

$$\delta_{1665} = 0.53R + 1.77 (\pm 0.07 \pm 0.48),$$

$$\delta_{1667} = 0.48R + 1.58 (\pm 0.06 \pm 0.41).$$

Значения δ выражены в $\sqrt{\text{км}/(\text{с К})}$, R — в кпс. В скобках приведены 95% доверительные интервалы для коэффициентов уравнений регрессии. Эмпирические коэффициенты корреляции равны:

$$r_{1665} = 0.894 \text{ и } r_{1667} = 0.596.$$

3. Рассмотрим, с какой точностью можно определять расстояния до межзвездных облаков по зависимости $\delta(R)$. Основное влияние на точность оказывают ошибки определения величин ΔV и T_A . В каталоге Тернера [10] для них имеем соответственно 0.5 км/с и 0.18 К. При таких значениях ошибка в определении расстояния будет составлять 0.5 кпс на расстоянии 1 кпс и 1.5 кпс на 10 кпс. Эти величины нанесены на рис. 4 вертикальными отрезками.

Обсуждая разброс точек относительно линии $\delta(R)$, следует подчеркнуть, что он может быть обусловлен не только случайными ошибками, но и различиями физических параметров отдельных облаков. Одной из причин могут быть пекулярные движения облаков. Тогда для облаков, которые отклоняются от линии $\delta(R)$ на 2—3 кпс, получим пекулярные скорости 20—30 км/с. Действительно, согласно [5—7], у заметной доли HI-облаков должны существовать движения с такими скоростями, отличные от круговых. Итак, различия в кинематических характеристиках облаков могут увеличивать разброс точек относительно линии $\delta(R)$.

Вторая причина может быть связана с различиями оптических толщин τ отдельных облаков. В линиях OH оптические толщины малы, поэтому T_A является линейной функцией τ . По имеющимся данным, большинство облаков имеют τ в пределах от 0.01 до 0.08 [20]. Отсюда заключаем, что различие в τ также вносит определенный вклад в разброс точек относительно линии $\delta(R)$.

Основываясь на эмпирических зависимостях $\delta(R)$, получаем точность определения расстояний не ниже 1.5 кпс. Использование зависимостей $\delta(R)$ на двух частотах, 1665 и 1667 МГц, повышает эту точность.

4. Зависимость $\delta(R)$ получена на основании наблюдений линии поглощения OH, выполненных на радиотелескопе НРАО (США), ширина диаграммы направленности которого по половинной мощности $\Delta\theta_1 = 19'$ [10]. Для выяснения возможной зависимости $\delta(R)$ от $\Delta\theta$ исследован однородный ряд наблюдений линий поглощения OH на частоте 1667 МГц, полученный на радиотелескопе в Парксе (Австралия), для которого $\Delta\theta_2 = 12'$ [21]. Были отобраны линии поглощения в направлении 30 источников радиоизлучения с хорошо определенными расстояниями. Список источников и характеристики линий поглощения OH приведены в табл. 2.

Таблица 2

l''	b''	Источник	$V_{H\text{ К}92}$ км/с	R кпс	Литера- тура	T_A К	V_{OH} км/с	ΔV км/с	δ $V_{\text{км}} (\text{с К})$
274.0—1.1		RCW 42	39.0	6.5	[16]	—1.1	37.0	6.0	2.34
298.0—0.4			24.2	11.7	[13]	—0.7	26.0	8.0	2.38
305.2 0.0			—40.0	5.8	[15]	—1.2	—46.2	9.0	2.74
305.2 0.0			—38.0	5.8	[15]	—1.0	—33.0	7.0	2.65
311.9+0.1			—47.3	9.7	[15]	—1.4	—47.0	13.0	3.05
316.8—0.0			—36.0	2.5	[15]	—3.4	—39.0	10.0	1.72
317.0+0.3			—46.8	11.9	[13]	—0.8	—48.0	8.0	3.16
322.2 0.6		RCW 92	—51.8	3.5	[13]	—1.3	—55.0	4.0	1.75
326.7 0.6			—39.0	2.5	[13]	—1.8	—21.0	2.0	1.05
326.7+0.6			—43.0	3.1	[13]	—1.5	—46.0	8.0	2.31
327.3—0.5		RCW 97	—48.8	2.6	[13]	—3.7	—50.0	4.0	1.04
332.1—0.4			—47.0	3.6	[13]	—1.4	—44.0	4.0	1.69
332.1—0.4			—55.0	4.1	[15]	—0.8	—57.0	6.0	2.74
332.4—0.4		RCW 103	—44.0	3.3	[16]	—0.7	—43.0	4.0	2.39
332.7 0.6			—47.0	4.2	[13]	—1.1	—41.0	11.0	3.16
335.8—0.1			—52.1	13.5	а	—0.75	—44.0	14.0	4.32
336.0 0.1			—52.1	13.5	а	—0.6	—50.0	18.0	5.48
336.8 0.0			—53.5	6.7	[13]	—0.5	—50.0	6.0	3.46
336.8 0.0			—75.3	12.6	[15]	—0.6	—76.0	10.0	4.08
337.1—0.2			—72.7	6.7	[13]	—0.8	—76.0	6.0	2.74
337.9—0.5			—40.4	3.7	[13]	—1.7	—36.0	6.0	1.88
338.0—0.1			—52.5	14.1	[13]	—1.2	—42.0	24.0	4.47
338.9 0.6			—63.0	6.0	[13]	—0.9	—63.0	7.0	2.79
340.3—0.2			—43.3	14.4	[13]	—1.0	—40.0	24.0	4.90
340.8—1.0		RCW 110	—28.0	2.7	[16]	—0.9	—28.0	6.0	2.58
345.4+1.4			—14.6	2.5	[16]	—1.5	—12.0	8.0	2.31
345.4—0.9		RCW 117	—28.0	3.2	[16]	—1.5	—22.0	4.0	1.63
348.5+1.0			—62.0	10.2	[16]	—0.7	—9.0	7.0	3.16
348.7—1.0		RCW 122	—18.9	3.5	[13]	—1.7	—13.0	4.0	1.53
351.7—1.2			—12.2	2.6	[15]	—1.5	—12.0	8.0	2.31

а) Расстояние до облака принято дальнее по кривой вращения.

На основании этих данных была получена следующая линейная зависимость (см. рис. 5):

$$\delta = 0.22 R + 1.30 (\pm 0.05 \pm 0.36).$$

Эмпирический коэффициент корреляции равен 0.88.

Как видно, большинство точек хорошо удовлетворяет линейной зависимости параметра δ от расстояния R . Первоначально для облаков, наблюдаемых в направлении $335.8-0.1$ и $336.0+0.1$, на основании их лучевой скорости были приняты расстояния 4.6 кпс [13]. Объекты с такой лучевой скоростью могут также находиться на дальнем расстоянии, равном 13.5 кпс. Поскольку по зависимости $\delta(R)$ им лучше соответствуют дальние расстояния, они и были использованы в работе.

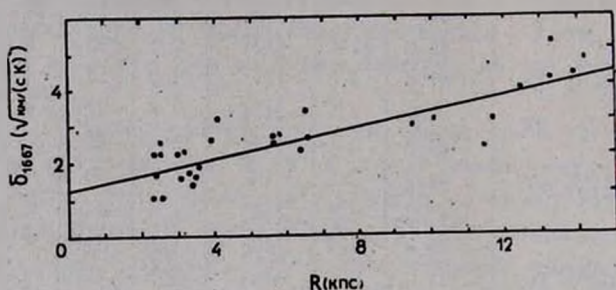


Рис. 5. Зависимость параметра линии поглощения ОН $\delta = \sqrt{\Delta V / T_A}$ от гелиоцентрического расстояния облака R для Парковского радиотелескопа (ширина диаграммы направленности $12'$). Частота 1667 МГц.

Для источника радиоизлучения $316.8-0.0$ первоначально принималось дальнейшее кинематическое расстояние 12.1 кпс. В недавней работе, посвященной исследованию этой области, Шавер и др. [22] после обстоятельного исследования получили, что этот источник должен находиться на ближнем кинематическом расстоянии—2.9 кпс. Применяя зависимость $\delta(R)$ для линии поглощения ОН молекулярного облака, связанного с указанным источником радиоизлучения, получаем расстояние 2 кпс, что также соответствует ближнему кинематическому расстоянию. Этот пример показывает эффективность использования зависимости $\delta(R)$ для определения расстояний до межзвездных облаков.

Таким образом, из сравнения рис. 4 и 5 видно, что зависимость $\delta(R)$ будет обеспечивать хорошую точность определения расстояний при наблюдениях на радиотелескопах с широкими диаграммами направленности.

5. Рассмотрим, чем определяется обнаруженная зависимость параметра линии поглощения $\delta = \sqrt{\Delta V / T_A}$ от расстояния до поглощающего облака.

Подчеркнем, что эта зависимость не может быть обусловлена дифференциальным галактическим вращением облаков. Основываясь на изменении кривой вращения с расстоянием [2], находим, что для облачных ком-

плексов с размерами 50—80 пс уширение линии за счет дифференциального галактического вращения не превосходит 1—2 км/с.

Молекулярным облакам или облачным комплексам присуща турбулентная структура [23, 24]. При наблюдениях в молекулярных линиях она проявляется в виде отдельных комков, находящихся в независимых случайных движениях. Характерные параметры этих комков, в которых формируются линии поглощения ОН, можно оценить, считая, что на близких расстояниях ширина линии ΔV определяется структурой одного комка. Из табл. 1 и 2 видно, что наименьшая величина ΔV близка к 2 км/с. Используя статистические зависимости между дисперсией скорости и параметрами облаков, полученные в работах [23, 24], находим, что значению 2 км/с соответствуют комки с размерами 5—7 пс и массами $(2-5) \cdot 10^3 M_{\odot}$. Наличие в молекулярных облаках структурных элементов с подобными размерами отмечали Цукерман и Эванс II [25].

Итак, наблюдаемые линии поглощения ОН формируются в облачных комплексах, представляющих собой конгломерат крупных структурных элементов. Образование линии ОН определяется только частью облачного комплекса, попадающей в телесный угол источника подсветки, который обычно меньше всей диаграммы направленности антенны. Очевидно, на фоне источника непрерывного спектра в картинной плоскости будет находиться небольшое количество комков. При этом каждый комок обладает собственной пространственной скоростью в диапазоне 5—10 км/с. Поэтому для далеких протяженных комплексов, в которых в формирование линии поглощения участвует много комков, ширина линии ОН может достигать ~ 20 км/с.

Пусть Ω_A — телесный угол диаграммы направленности антенны, Ω_S — телесный угол источника подсветки, а Ω_c — телесный угол, под которым наблюдается один комок облачного комплекса. Если T_S — яркостная температура источника подсветки и оптическая толщина τ_c комка в линии ОН мала, тогда для антенной температуры T_A в центре линии можно написать:

$$T_A = \frac{T_S}{\Omega_A} \Sigma \Omega_c \tau_c \approx \frac{\Omega_c}{\Omega_A} T_S \tau_c.$$

Суммирование ведется по всем комкам облачного комплекса, которые участвуют в формировании линии поглощения. Параметр ξ учитывает вклад всех комков в оптическую толщину в центре линии. Очевидно, $\xi \geq 1$.

Согласно [23, 24], если L — характерный размер облака, то $\Delta V = aL^\beta$, где $\beta \approx 0.4-0.5$ и a — некоторая постоянная. Пусть $S = r^2 \Omega_S$ — площадь наблюдаемого облачного комплекса, находящегося на расстоя-

нии r , тогда $L \approx \sqrt{S}$ и, следовательно, $\Delta V \sim r^{\beta} \Omega_S^{3/2}$. Для приведенных в табл. 1 облаков имеем $\Delta V \sim r^{0.47}$, что соответствует полученной в [23, 24] степенной зависимости ΔV от размера облака.

Используя выражение для ΔV и T_A , получаем

$$\delta(r) = \sqrt{\frac{a r^{\beta} \Omega_S^{3/2} \Omega_A}{T_S \Omega_c \xi \tau_c}} = \sqrt{\frac{a \Omega_S^{3/2} \Omega_A}{T_S \xi \tau_c}} r^{1+\beta/2}.$$

Здесь принято, что облако состоит из комков одинаковых размеров. В этом случае площадь комка $P = r^2 \Omega_c$.

Итак, в хорошем согласии с эмпирическими результатами полученная формула дает практически линейную зависимость параметра δ от расстояния. Из этой формулы также видно, что разброс точек относительно линейной функции $\delta(r)$ главным образом будет определяться изменениями значения T_S при переходе от источника к источнику, а также изменениями величины ξ , зависящей от статистики перекрытия контуров линии отдельных комков. Можно полагать, что физические параметры отдельных комков близки между собой в разных облачных комплексах, поэтому возможные изменения P и τ_c будут вносить меньший вклад в разброс точек на рис. 4 и 5.

Из формулы для $\delta(r)$ следует, что при переходе от одной антенны к другой значения δ должны изменяться приблизительно в пропорции

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} \approx \sqrt{\frac{\Omega_{A1}}{\Omega_{A2}}} = \frac{\Delta \theta_1}{\Delta \theta_2}.$$

Из полученных выше эмпирических зависимостей в диапазоне расстояний 3—10 кпс получаем $\delta_1/\delta_2 \approx 1.7$ —2.0, что довольно хорошо согласуется с величиной $\Delta \theta_1/\Delta \theta_2 \approx 1.6$. Таким образом, полученное выражение для $\delta(r)$ также позволяет оценивать зависимость от ширины диаграммы направленности радиотелескопа.

По мере перехода к более высокому угловому разрешению параметров линии поглощения все в большей степени определяются мелкомасштабной структурой облака, параметры которой не зависят от расстояния до облачного комплекса. Поэтому с уменьшением ширины диаграммы направленности антенны падает эффективность определения расстояний до облаков на основании зависимости $\delta(R)$.

6. Рассмотрим несколько примеров использования зависимости $\delta(R)$ для определения расстояний и кинематических характеристик облачных комплексов, наблюдаемых в линиях поглощения ОН.

В направлении 29.9—0.0 наблюдается облачный комплекс, дающий линии поглощения ОН на лучевых скоростях 50 км/с и 68 км/с [10]. Сред-

ние значения величин δ этих линий на частотах 1665 и 1667 МГц равны, соответственно, 3,8 и 3,4. По зависимости $\delta(R)$ им соответствуют расстояния 3,8 и 3,4 кпс. С другой стороны, в указанном направлении наблюдается мазерный источник с симметричными пиками на лучевых скоростях 36 км/с и 67,5 км/с. Можно считать, что мазерное излучение возникает в расширяющейся оболочке около источника, обладающего лучевой скоростью 52 км/с [26]. Этой лучевой скорости соответствует кинематическое расстояние, равное 3,8 кпс. Таким образом, если считать, что данный мазерный источник связан с облачным комплексом, наблюдаемым в линиях поглощения ОН, то на основании зависимости $\delta(R)$ получаем для него расстояние, хорошо согласующееся с кинематическим.

Рассмотрим источник в направлении 337.3—0.1. Здесь также наблюдаются симметричные пики мазерного излучения на лучевых скоростях — 12 км/с и — 44 км/с, соответствующие центральной лучевой скорости — 28 км/с [26]. На частоте 1667 МГц в этом направлении наблюдаются линии поглощения ОН на лучевых скоростях — 34 км/с и — 39 км/с, сливающиеся в единую полосу на частоте 1665 МГц [10]. Для линий, наблюдаемых на частоте 1667 МГц, имеем δ , равные 2,6 и 2,5, что соответствует расстоянию 2,2 кпс. На таком расстоянии лучевая скорость галактического кругового движения должна составлять — 25 км/с, что хорошо согласуется с величиной лучевой скорости, полученной для мазерного источника. Итак, как и в предыдущем случае, использование зависимости $\delta(R)$ дает кинематические характеристики облаков, которые согласуются с моделями мазерных источников.

В направлении 20.2+0.0÷20.4+0.1 наблюдаются линии поглощения ОН на лучевой скорости 7 км/с [10]. Среднее расстояние до облаков ОН, создающих эти линии, определенное по четырем значениям δ , равно 2,7 кпс. На этом расстоянии скорость кругового движения равна 25 км/с. Поэтому можно полагать, что данный облачный комплекс движется со скоростью, отличной от кругового движения, — 18 км/с. В этом же направлении наблюдается мазерный источник с симметричными пиками на лучевых скоростях 11 км/с и 42 км/с [10], что дает лучевую скорость движения самого источника 26,5 км/с. Приходим к заключению, что мазерный источник и облака ОН с линиями поглощения на 7 км/с находятся от нас на одинаковом расстоянии, однако облачный комплекс движется относительно мазерного источника со скоростью 18 км/с. Интересно, что в обзоре [10] на лучевой скорости 26 км/с заметна слабая линия поглощения ОН, которая, возможно, соответствует облаку, непосредственно связанному с мазерным источником.

Приведенные примеры показывают, что рассмотренная зависимость $\delta(R)$ дает эффективный способ определения расстояний до облаков с линиями поглощения ОН. При этом, по сравнению с методом определения

расстояний по кривой вращения Галактики, отсутствуют ошибки, вносимые пекулярными движениями облаков, исключается возможная неоднозначность в определении расстояний, а также использование $\delta(R)$ позволяет непосредственно определять расстояния в направлениях галактических долгот 0° и 180° .

Главная астрономическая обсерватория
АН УССР

DETERMINATION OF DISTANCES TO INTERSTELLAR CLOUDS FROM OH ABSORPTION FEATURES

I. G. KOLESNIK, L. V. YUREVICH

The linewidths ΔV and depths T_A of OH absorption features are shown to yield a value $\delta = \sqrt{\Delta V / T_A}$ which linearly increases with the distance R to the absorbing cloud. A slope of $\delta(R)$ relation depends on the antenna beam size. An interpretation of the relation obtained is proposed. Some examples for the determination of the distances and kinematic properties of interstellar clouds are given. As compared with the rotation model distances, $\delta(R)$ -relation enables unambiguous and free of peculiar motions distances to be determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Schmidt, in "Stars and Stellar Systems", V, ed. A. Blaauw and M. Schmidt, The University of Chicago Press, Chicago, 1965, p. 513.
2. W. B. Burton, *Astron. Astrophys.*, 10, 76, 1971.
3. W. B. Burton, M. A. Gordon, *Astron. Astrophys.*, 63, 7, 1978.
4. F. J. Lockman, A. J., 82, 408, 1977.
5. E. W. Greisen, F. J. Lockman, *Ap. J.*, 228, 740, 1979.
6. P. A. Shaver, V. Radhakrishnan, K. P. Anantharamaiah, D. S. Retallack, W. Wamsteker, A. C. Danks, *Astron. Astrophys.*, 106, 105, 1982.
7. K. P. Anantharamaiah, V. Radhakrishnan, P. A. Shaver, Preprint. ESO No. 176, 1981.
8. J. H. Oort, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 295, 1977.
9. K. Rohlf, *Astron. Astrophys.*, 102, 91, 1981.
10. B. E. Turner, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 37, No. 1, 1, 1979.
11. B. J. Robinson, W. M. Goss, R. N. Manchester, *Austr. J. Phys.*, 23, 363, 1970.
12. D. Downes, T. L. Wilson, J. Bieging, J. Wink, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 40, 379, 1980.
13. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. Astrophys.*, 49, 57, 1976.
14. J. Schraml, P. G. Mezger, *Astron. Astrophys.*, 196, 269, 1969.
15. F. J. Lockman, *Ap. J.*, 232, 761, 1979.
16. J. L. Caswell, J. D. Murray, R. S. Roger, D. J. Cole, D. J. Cooke, *Astron. Astrophys.*, 45, 239, 1975.

17. *V. Radhakrishnan, W. M. Goss, J. D. Murray, J. D. Brooks, Ap. J., Suppl. ser., 24, 49, 1972.*
18. *В. И. Аруцкий, И. И. Берулис, Р. Л. Сороченко, Астрон. ж., 46, 278, 1969.*
19. *E. C. Reifstein, T. L. Wilson, B. F. Burke, Astron. Astrophys., 4, 357, 1970.*
20. *R. N. Manchester, B. J. Robinson, W. M. Goss, Austr. J. Phys., 23, 751, 1979.*
21. *J. L. Caswell, B. J. Robinson, Austr. J. Phys., 27, 597, 1974.*
22. *P. A. Shaver, D. S. Retallack, W. Wamsteker, A. C. Danks, Astron. Astrophys., 102, 225, 1981.*
23. *R. B. Larson, M. N. RAS, 194, 809, 1981.*
24. *C. M. Leung, M. L. Kutner, Ap. J., 262, 583, 1982.*
25. *B. Zuckerman, N. J. Evans II, Ap. J., 192, L149, 1974.*
26. *J. L. Caswell, R. F. Hanes, M. N. RAS, 173, 649, 1975.*

УДК 524.5

О СХОДСТВЕ СТАТИСТИК ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ И ЗВЕЗД СФЕРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГАЛАКТИКИ

Р. Б. ШАЦОВА

Поступила 17 мая 1982

Принята к печати 20 июня 1983

Зависимость лучевых скоростей высокоскоростных облаков (HVC) от галактической долготы подобна асимметрии Стремберга. Скорость галактического вращения и дисперсия скоростей HVC такие же, как у объектов сферической подсистемы (субкарликов, переменных типа RR Лиры, шаровых скоплений). Подобно близким к нам субкарликам, HVC не обнаруживают концентрации к центру Галактики. Найдены вытянутые группы звезд, включая группу Каптейна, проектирующиеся на (или в окрестности) комплексы С II, «Магелланов поток» и др., с такими же, как у этих HVC, лучевыми скоростями. Расстояния большинства звезд этих групп порядка 100 пс.

Многие аспекты проблемы высокоскоростных облаков HI (HVC) прояснятся, когда удастся определить их расстояния. Пока же имеются сторонники как внегалактической природы HVC, так и внутrigалактической (в далеких спиральных ветвях или в близких ассоциациях). Для каждой гипотезы подобраны общие характеристики у HVC и у объектов с соответствующей локализацией в пространстве.

До сих пор HVC не сопоставлялись с объектами сферических подсистем Галактики. Факты наличия HVC на больших широтах, большая дисперсия v_r -лучевых скоростей и различие их знаков по обе стороны от галактического меридиана Солнца делают это уместным. Правда, сравнение статистик HVC и оптических объектов гало затруднено тем, что обе они оперируют с неоднородными и неполными данными с заведомо разными принципами селекции.

1. На рис. 1 приведены зависимости v_r от галактической долготы l для звезд субкарликов и шаровых скоплений. Здесь же штриховкой нанесены области, в которые попадают v_r HVC, по [1]. Сходные зависимости можно интерпретировать как проявление известной асимметрии Стремберга, аналитически записываемой [2] как $\Delta v = a - bv^2$, $a = \text{const}$, $b = \text{const}$, где Δv — отставание от плоской подсистемы галактического

вращения совокупности объектов, характеризующихся дисперсией скоростей σ^2 . В лучевую скорость Δv вносит вклад $\Delta v \cos b \sin l$. Если систематические движения Δu и Δw пренебрежимо малы, то при $\Delta v < 0$ $v_r < 0$ для $l(0, 180^\circ)$ и $v_r > 0$ для $l(180^\circ, 360^\circ)$. Отклонения от этого

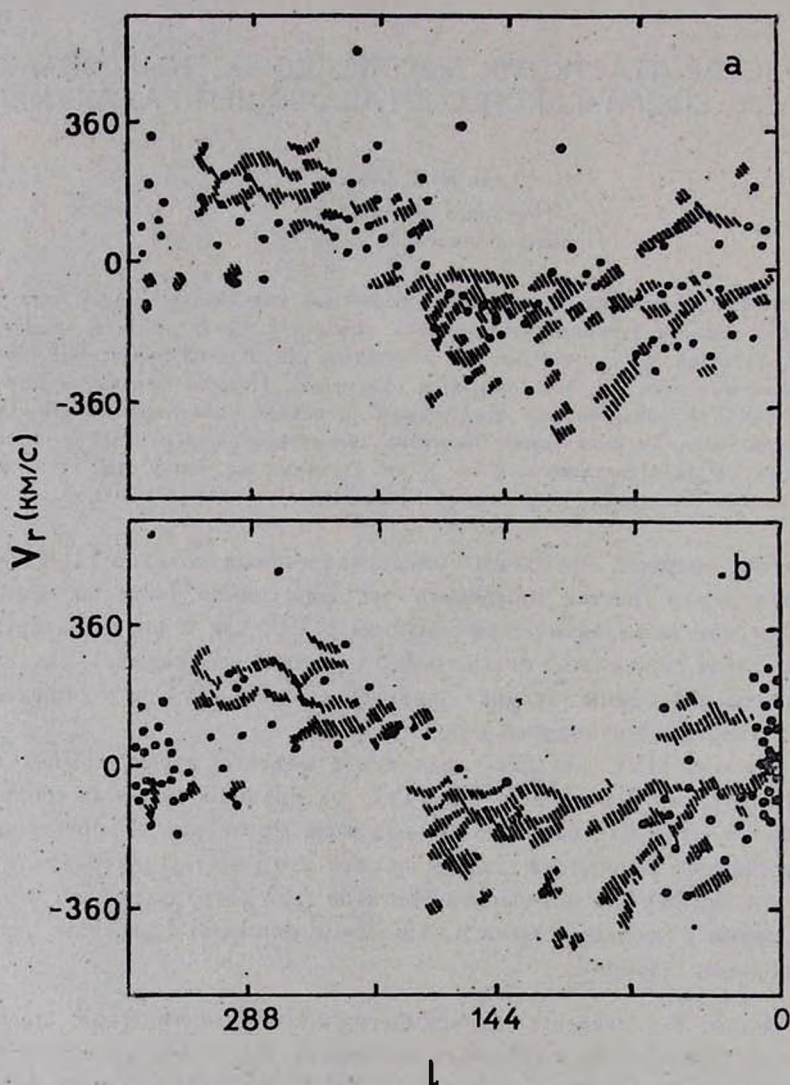


Рис. 1. Зависимость лучевой скорости от галактической долготы для а) субгаликтиков, б) шаровых скоплений, обозначенных точками, и для высокоскоростных облаков (HVC), данных штриховкой.

правила может создать большая дисперсия скоростей, что должно быть особенно заметно для отдельных объектов вблизи границы между полу-сферами, в направлениях центра и антицентра Галактики.

Скорости отставания Δv можно получить из амплитуд синусоид на рис. 1 и подобных им. Они приведены в табл. 1 вместе с дисперсией σ для HVC и ряда выборок сравниваемых объектов.

Таблица 1

АСИММЕТРИЯ И ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ

Объекты	Δv (км/с)	σ (км/с)	N	Литература
HVC, все	-212 ± 10.3	152 ± 3.8	799	[1]
$b > 0$	$-177 \quad 10.6$	$117 \quad 4.1$	402	[1]
$b < 0$	$-253 \quad 18.1$	$179 \quad 6.4$	397	[1]
$v_r < 320$	$-174 \quad 8.4$	$114 \quad 3.0$	718	[1]
Субкарлики	-233 ± 28.0	121 ± 10.3	69	[3]
$\pi > 0.025$, v -сост.	$-182 \quad 50.3$	$131 \quad 16.4$	32	[4]
все v_c	-146		33	[5]
RR Лиры	-258 ± 23.1	108 ± 8.7	93	[4]
Шаровые скопа.	-196 ± 38.4	138 ± 13.4	53	[6]
Местная группа	-360 ± 36.5	98 ± 16.0	19	[7] [8]
галактик		400—600		[9]

Параметры Δv и σ получены в результате однотипной обработки всех наблюдений, продиктованной ограничениями со стороны HVC: исключались v_r (LSR) < 50 км/с, кроме одного случая по субкарликам, v_r исправлялись лишь за стандартное движение Солнца, принималось $\Delta u = 0$ и $\Delta w = 0$. Исключение малых v_r завышает Δv на десятки км/с, создавая кажущуюся близость некоторых значений к -250 км/с, — скорости около-солнечного центроида.

Дисперсии скоростей HVC, как и для других объектов гало, превосходят значение для Местной группы галактик по списку [7], но гораздо меньше, чем по расширенному списку [9], так что σ не дает однозначного выбора между гипотезами галактической или внегалактической природы HVC. Иначе обстоит дело с параметром Δv . Во всех четырех решениях для HVC Δv оказалось существенно меньшим, чем у галактик, но близким к решениям для объектов гало из табл. 1. $\Delta v < 180$ км/с для подавляющего большинства HVC означает медленное вращение системы HVC вокруг центра Галактики со скоростью 70—100 км/с, что является сильным аргументом в пользу их принадлежности к Галактике, к ее сферической подсистеме.

Из рис. 1 видно, что HVC не имеют концентрации к $l = 0$, подобно близким к нам субкарликам, но в отличие от далеких шаровых скоплений. Этот факт может означать, что большинство известных HVC занимают сравнительно малый объем в Галактике. Вторая логическая возможность — принадлежность HVC к Местной группе галактик — отпадает в силу меньших Δv .

2. В табл. 2 приведены распределения по небу звезд и HVC с $v_r(\text{LSR}) > 70$ км/с. Числа в верхних строчках относятся к звездам, в основном, по [3], в нижних — к HVC, по [1, 10, 11]. В столбцах I и II со знаком „—“ даны $n(v_r < -200)$ и $n(-200 < v_r < -70)$, в столбцах III и IV со знаком „+“ даны $n(70 < v_r < 200)$ и $n(v_r > 200$ км/с).

Числа точек, в которых обнаружены HVC, не тождественны числам облаков, т. к. одни облака могут наблюдаться во многих точках, другие — в одной, но на том же луче зрения может быть несколько облаков. Минимальные числа HVC в площадках табл. 2, равные количествам разных v_r , с точностью до $\pm \Delta v_r$, а также точек с одинаковыми v_r , но разьединенными по положению, — в 1.9–2.6 раза меньше числа точек в таблице.

В области неба, где наблюдались HVC (между $b = 70^\circ$ и $b = -70^\circ$, на l , окантованных в табл. 2), случаи, когда в площадках одновременно присутствуют (или отсутствуют) HVC и звезды, в два раза чаще, чем случаи наличия объектов лишь одного вида: 214 против 110. Более детальное изучение 324 комбинаций при переходе к минимальным числам HVC в табл. 2 приводит к коэффициенту корреляции $\rho = 0.35 \pm 0.05$. Если опустить пары (0; 39) и (0; 54), то по остальным 322 парам ρ повышается до 0.46 ± 0.05 . При данном числе пар эти ρ существенно выше порога вероятности безошибочного прогноза (0.17), [12]. Поэтому интересны конкретные совпадения отдельной HVC со звездой, примеры которых приведены в табл. 3. Еще более показательны совпадения комплексов HVC (C II, Магелланова потока, ACS) с группами звезд типа групп Эггена. Они изображены на рис. 2, данные об этих звездах собраны в табл. 4 и 5.

На комплекс C II, по [13], проектируется группа, состоящая, в основном, из карликов класса G с пекулярными $v_r \approx -70$ км/с, близкими к v_r газового комплекса. Из табл. 4 видно, что с увеличением l растет $|v_r|_{\text{пек}}$, отражая эффект проекции на луч зрения полной скорости потока. Значительный разброс в u , v , w ($\sigma = 37$ км/с) отчасти связан с ошибками наблюдений и оценок расстояния r . Поток подобен движущимся группам Эггена, кстати, звезда HD 135694 принадлежит группе η Сер [14]. Если совпадения не случайны, получаем оценку расстояния комплекса C II: 40–100 пс.

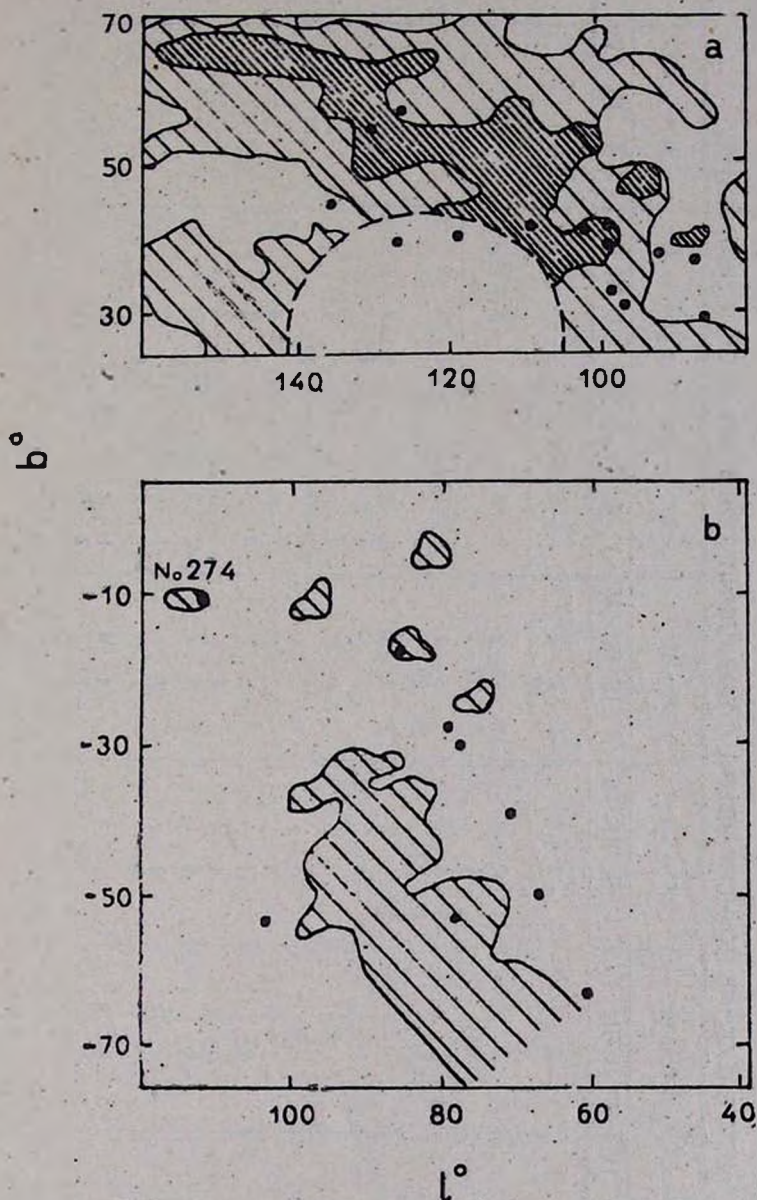


Рис. 2. Группы звезд, проектирующиеся на комплексы HVC или их окрестности. имеющие почти одинаковые лучевые скорости. а) комплекс С II, густая штриховка для облаков с v_r (LSR) = $(-75, -100)$, редкая — для $(-50, -75)$ км/с. Пунктирная дуга — граница обзора. б) «Магелланов поток» и WY And, проектирующаяся на HVC № 274.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО НЕБУ ЗВЕЗД С БОЛЬШИМИ ЛУЧЕВЫМИ СКОРОСТЯМИ И НВС

$l \backslash b$	90°—70°	70°—50°	50°—30°	30°—10°	—10°— —30°	—30°— —50°	—50°— —70°	—70°—90°
	I II III IV	I II III IV	I II III IV	I II III IV	I II III IV	I II III IV	I II III IV	II III
0°— 20	—1 —1	—2	—2 +3	—1 —4 +4	—2 +4	—3 +2	—1 +1	
20— 40	—2	—4	—1 —1 +3	—1 —13 +3 —2 —22 +7	—1 —5 +1 +2	—5 +1	—2	
40— 60	—2	—1 —3 —3	—3 —5 +2 —1 —13	—3 —8 +1 —2 —29 +1	—1 —12 +3 —3 +15 +4	—1 —3 +2		—1
60— 80		—3 —1	—3 —5 —29	—2 —7 +1 —17	—2 —9 +2 —3	—3 —2 +1 —1	—3 +1 —12 +1	—1
80—100		—2	—4 —15	—5 —8	—1 —6 +1 —2 —7	—2 —14 —2	—1 —2 —15 —2	—1
100—120	—1 +1	—2 +1 —6	—4 —4	—2 —6	—1 —8 +2 —2 —8	—4 —5 —2 +1	+1 +1 —5 —1	—1
120—140	—2	—2 +1 —4	—11 +1 —2	—4 —2 —8	—1 —12 —2 —5	—1 —4 +1 —6 —1	—2 —2 —2	
140—160		—1 —3 +1 —2	—1 —6	—1 —1	—1 —6 +3 —1 —20	—2 +1 —6 —19 +1	—1 —9	
160—180	—1	—4 +2 —9	—1 +1 —1 —13 +1	—4 +6 —12	—1 —4 +7 +1 —2 —29	—7 +1 —39 —24	—1 —1 —1	—1

180—200	+2	-3 +2 -10 +1 -1	-2 +4 +4 +3	-2 -1 +8 +2 -18	-3 -54 +7 +2 +1	-6 -5 +5	+1 +1	
200—220	+1 +2	-2 +4 -3 +1	+2 -2 +7	-1 +4 -3 +6	-1 +8 -1 -1 +1 +1	+4	+1	
220—240		+3 +1	-2 +3 +2 -1 +5	+10 +2 +14 +1	-1 +7 +1 +1	+2 +1		-1 +1
240—260	-1 +1	-1 +3 +10	+1 +1 +18 +2	-1 +2 +4	+5 +1	-1 +1 +1	+1	
260—280	+1	+2 -2 +1 +3	+4 -1 +7	+4 -1		>10		
280—300	+4	+5	+2 +2			>10	+2	
300—320		-1 +3 +1 +3	-1 +3 +1	+3 +1		-1 >10 +3	+2	
320—340		-1 +2	+3 +1	-1 +2	-1 +2	+1 +1		
340—360	-3	+2	-2 +1 +2 -1	-3 +4 +1 -1	-4 +5	-2 +1	-1 +1	

Таблица 3

ПРИМЕРЫ СОВПАДЕНИЙ КООРДИНАТ l , b И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ
HVC И ЗВЕЗД

Звезда	l	b	v_r (км/с)	Sp тип	r (пс)	HVC	l	b	v_r (км/с)
HD 74462	148°	36°	-164 -168.6	G5IV sdG0	120 40	Комплекс А, [11]	(среднее) 151°	37.5	-168 -167
WYAnd	111	-14	-182	G2e-K2 SRd	>1000	№ 274, [1] [10]	112° 114	-12° -11	-172 -174-190
SU Dra	133	48	-153	F2-F6 Rkab	600	Комплекс CIII, [11]	129° 137 131	52° 47 48	-154 -153 -143

Таблица 4

ДАННЫЕ О ГРУППЕ ЗВЕЗД, ПРОЕКТИРУЮЩЕЙСЯ НА КОМПЛЕКС С II

A, HD, BD	l	b	mod r	v_r (км/с)		μ_α	μ_δ	u	v	w	Sp	V
				набл.	пер.							
A 109376	86.5	29.8	4.8	-90с	-73						G5	10 ^m
154712	87.8	36.8	3.3	-74в	-57	-.236	.239	58	-76	-10	dK5	9.1
153344	91.8	37.5	3.3	-83в	-67	-.330	-.055	0	-110	8	dG2 G5IV	7.1
186237	96.9	31.3	4.0	-78в	-63	-.151	-.209	-71	-84	1	dG2	9.2
149198	98.9	38.6	7.0	-81в	-66	-.020	-.031	-26	-85	-18	gM3	6.7
+67°925	99.0	41.1	5.0	-76с	-62	-.157	.190	96	-91	-32	dG0	9.9
135694	109.0	41.3	3.3	-85в	-72	-.188	.086	17	-85	-44	dG1	8.9
+77°521	119.0	39.9	4.7	-87	-76	-.015	.005	-17	-70	-53	G0	9.4
109729	126.9	57.2	5.0	-91с	-81	-.023	-.017	32	-94	-91	gM4e 6e	5.5
102326	127.9	39.7	3.3	-92с	-83	.161	-.103	-77	-58	-33	dG9	8.9
107582	129.7	54.9	3.0	-82с	-73	-.278	-.266	0	-100	-56	G1V	8.2
107760	136.3	44.1	3.0	-97а	-87	-.449	-.160	42	-78	-99	G7V	8.3

Приблизительно такие же скорости, как у «Магелланова потока» HVC, имеют звезды на одном с ним участке неба или по-соседству с ним, табл. 5. Эти звезды, в основном, субкарлики, удалены от Солнца на 100—200 пс.

У двух последних звезд в табл. 5 сходны μ , r и Sp, хотя v_r различны. От $b = -27^\circ$ до $b = -52^\circ$ $|v_r|$ убывает примерно так же, как у HVC этого «потока» [10]. Заметим, что звезда Wolf 1032, согласно Эггену [15], является членом группы Каптейна. Вторым членом является лирида SU Dra из табл. 3. Это вселило надежду найти HVC и около других членов группы, состоящей из субкарликов, лирид и других старых звезд в радиусе до 1 кпс или больше.

Таблица 5

ДАННЫЕ О ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЗВЕЗДАХ,
ПРОЕКТИРУЮЩИХСЯ НА „МАГЕЛЛАНОВ ПОТОК“

Звезда	<i>l</i>	<i>b</i>	mod <i>r</i>	<i>v_r</i> набл. (км/с)	μ_{α}	μ_{δ}	$\begin{matrix} u & v & w \\ \hline & \text{(км/с)} \end{matrix}$			Sp	<i>V</i>
Wolf 1143	85°	—17°	5 ^m 0	—178	.0600	.135	326	—281	—180	dG2	11 ^m 1
HD 209621	78	—27	5.0	—383	.0014	.000	176	—353	94	R3	8.7
17 4708	77	—30	3.8	—296	.0357	.075	180	—261	82	sdG0	9.5
Wolf 1032	70	—39	5.65 6.85	—232	.0179	— .140	150 217	—260 —326	1 —105	sdG0	10.4
HD 26	103	—52	6.5 7.1	—213	.0167	—0.057	150 208	—267 —314	94 74	sgG2p	8.2
Ross 786	78	—53	4.0	—112	— .0157	—1.307	—236	—333	—66	sdG2	10.0
HD 219617	60	—64	3.95	10	— .0349	—1.187	—300	—258	—44	sdG2	8.2

В область обзора HVC [1] попадает 16 звезд группы Каптейна с $(|v_r|) > 50$ км/с — около половины всех известных ее членов. Как видно рис. 3, в подавляющем большинстве случаев (13) около звезд найдены

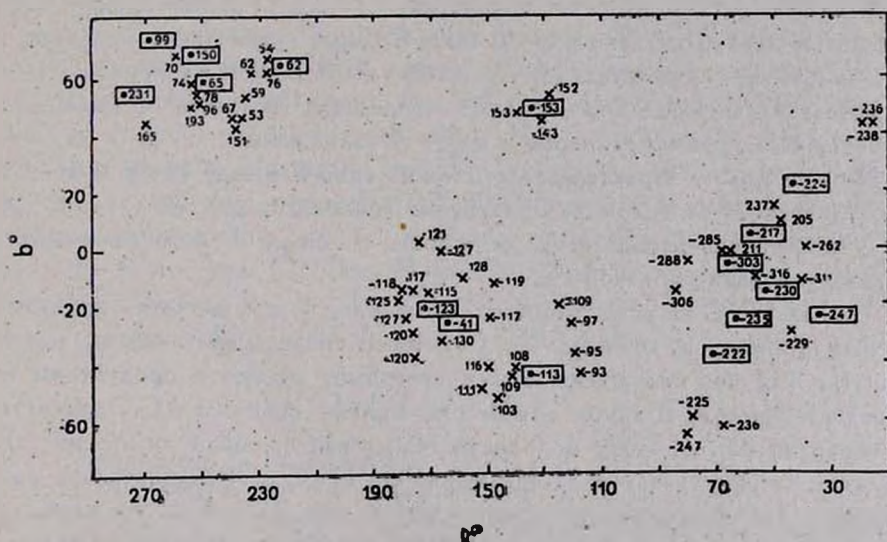


Рис. 3. Комплексы HVC, проектирующиеся на окрестности звезд движущейся группы Каптейна. В прямоугольники заключены звезды, обозначенные точками, и их лучевые скорости. HVC обозначены крестиками.

HVC с такими же скоростями. Интересно, что HVC с другими скоростями здесь чаще всего отсутствуют. Обратим внимание на богатый комплекс ACS, окружающий субгигант HD 25532 ($v_r = -123$, $r = 300-400$ пс) и движущийся с такой же скоростью. Уивер [16] связывает этот комплекс

с ассоциацией Per OB-2, имеющей малую скорость и $r = 330$ пс, полагая, что большая скорость газа получилась в результате ускорения, вызванного гипотетической вспышкой сверхновой в ассоциации. Более детальное рассмотрение этих совпадений дано в [17].

Сопоставления по этой и другим группам можно будет продолжить как по имеющимся данным, так и по новым, по мере их накопления, особенно в секторе неба $l = 180 \div 360^\circ$, $b < 0$. Для этого сектора, где главные открытия еще впереди, на основании асимметрии Стремберга можно предсказать, что большинство HVC, если они там имеются, должны обладать положительными лучевыми скоростями относительно LSR.

3. Следствия и трудности гипотезы близости HVC. Если большинство наблюдаемых HVC находятся в радиусе R пс вокруг Солнца и покрывают p -часть неба со средней поверхностной плотностью N_{HI} , то их вклад в массу подсистемы гало $M_{HVC}/M_* = 3pN_{HI}/(\rho_*R) \approx 2$ пс/ R при $p = 10\%$, $N_{HI} = 1.6 \cdot 10^{19}$ ат см $^{-2}$ [1] и плотности звезд гало $\rho_* = 0.8$ ат см $^{-3}$ [18].

При $R = 100\text{--}200$ пс вклад HVC в гало оказывается таким же, как межзвездного газа в плоскую подсистему: 1—2%. Грубые оценки масс, размеров и плотности дают: 1—10 масс Солнца, несколько парсеков и $\rho \approx 1$ ат см $^{-3}$, соответственно, что опять-таки приближает HVC к обычным межзвездным облакам, в отличие от представлений о HVC как объектах, соперничающих по размерам и массе с галактиками.

Независимо от характера генетических связей между HVC и звездами гало, должно быть единое объяснение больших скоростей у тех и других, следовательно отпадает необходимость в поиске особого физического процесса ускорения облаков HI.

То, что HVC не просто принадлежат гало, а, как видно из приведенных выше примеров, хотя бы часть их тесно связана со звездами, может означать, что они порождены этими звездами, являются продуктами их жизнедеятельности. В таком случае они моложе своих звезд. Однако такие соображения в пользу молодости HVC, как большая дисперсия газа в облаках и существование длинных цепочек HVC с приблизительно одинаковыми скоростями, еще нуждаются в анализе. Так по мере совершенствовании радионаблюдений и их обработки, уменьшаются оценки дисперсии [19], и нельзя считать решенным вопрос о неустойчивости цепочек. Следует иметь в виду возможное влияние магнитных полей и обнаруженное в ряде случаев [20] вращение облаков и их комплексов.

Наряду с близкими, несомненно, имеются далекие HVC. Они проектируются на более протяженные близкие облака и обнаруживаются из гауссовского анализа профилей линий. Современным радионаблюдениям доступны облака, суммарное излучение которых на луче зрения имеет

$N_{HI} > 2 \cdot 10^{18}$ ат см⁻². Списки не включают HVC, наблюдаемые на уровне шумов или немного больше. Малые по угловым размерам облака легко просеиваются между узлами сетки радиообзоров. Однако пока не ясно, объясняет ли все это сравнительную малочисленность далеких HVC.

Мы полагаем, что со временем удастся провести радио-астрометрическую проверку близости многих HVC, когда наблюдения со сверхдлинной базой особо тонких деталей облаков дадут их тригонометрические параллаксы и собственные движения.

Автор выражает благодарность участникам семинара ГАИШ, участвовавшим в дискуссии по затронутым в статье вопросам.

Ростовский-на-Дону госпединститут

ON THE STATISTICAL LIKENESS OF HIGH-VELOCITY CLOUDS AND STARS OF SPHERICAL COMPONENT OF THE GALAXY

R. B. SHATSOVA

The dependence of high-velocity clouds (HVC) radial velocities on the galactical longitude is similar to the Stromberg asymmetry. The galactic rotation velocity and the velocity dispersion of HVC are the same as those of spherical component objects (subdwarfs, RR Lyra-type variables, globular clusters). The HVC similar to the nearby subdwarfs, do not reveal any concentration to the galactic centre. The stellar groups, including the Kapteyn's group, projecting over (or in the vicinity) the complexes CII, the "Magellanic Stream" and others, with the same radial velocities as these HVC have, are found. Most of the stars in these groups have distances of the order of 100 pc.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Giovanelli, A. J., 85, 1155, 1980.
2. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, ФМЛ, М., 1958.
3. H. A. Abt, E. S. Biggs, Bibliography of Stellar Radial Velocities, New York, 1972.
4. H. Sato, Y. Yoshii, P. A. S. P., 91, 553, 1979.
5. O. J. Eggen, Ap. J., 230, 786, 1979.
6. Б. В. Кукаркин, Каталог шаровых звездных скоплений нашей Галактики, Наука, М., 1974.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin. Univ. Texas Press, 1976.
9. A. Hnatek, Z. Astrophys., 46, 224, 1958.

10. *A. N. M. Hulsbosch*, *Astron. Astrophys.*, 66, 15, 1978.
11. *A. N. M. Hulsbosch*, *Astron. Astrophys.*, 40, 1, 1975.
12. *Н. А. Плохинский*, Биометрия, Изд. МГУ, 1970.
13. *J. van Kullenburg*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 5, 1, 1972.
14. *O. J. Eggen*, *Royal Obs. Bull.*, No. 84, 111, 1964.
15. *O. J. Eggen*, *Ap. J.*, 215, 812, 1977; 229, 158, 1979.
16. *H. Weaver*, *IAU Symp. No. 84, The Large Scale Structure of the Galaxy*, ed. W. B. Burton, Dordrecht: Reidel.
17. *Р. В. Шацова*, Научные информации Астросовета АН СССР (в печати).
18. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
19. *U. J. Schwarz, J. H. Oort*, *Astron. Astrophys.*, 101, 305, 1981.
20. *J. W. Erkes, A. G. D. Philip. K. C. Turner*, *Ap. J.*, 238, 546, 1980.

УДК 52—55

РАВНОВЕСИЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ ШАРА И ДИСКА

З. Я. ТУРАКУЛОВ

Поступила 28 октября 1982

Принята к печати 4 августа 1983

Получены самосогласованные решения кинетического уравнения в собственном поле тяжести, зависящие от интегралов движения: энергии и углового момента. Для шара и диска построены однопараметрические семейства точных решений в случаях, когда гравитационный потенциал $\Psi(r)$ удовлетворяет следующим двум условиям: $\Psi(r)$ — монотонная функция и известна функция $r(\Psi)$, обратная к $\Psi(r)$. Параметр решения характеризует анизотропность функции распределения в импульсном пространстве. Определена область значений этого параметра, соответствующая положительно-определенным функциям распределения.

1. *Введение.* Построение моделей галактик приводит к постановке задачи о нахождении равновесных состояний бесстолкновительных гравитирующих систем. Решение этой задачи составляют следующие три функции: пространственная или поверхностная плотность числа частиц системы $n(\vec{r})$, соответствующий ей гравитационный потенциал $\Psi(\vec{r})$ и функция распределения частиц $f(\vec{p}, \vec{r})$. Предполагается, что каждая частица системы движется в гравитационном потенциале $\Psi(\vec{r})$, не испытывая столкновений с другими частицами, поэтому функция распределения удовлетворяет бесстолкновительному кинетическому уравнению

$$\frac{df}{dt} = \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial \Psi}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0$$

решением которого является произвольная функция интегралов движения частиц в потенциале $\Psi(\vec{r})$ [1—6]. Функция распределения и плотность числа частиц связаны соотношением

$$n(\vec{r}) = \int d\vec{p} f(\vec{p}, \vec{r});$$

связь между $\Psi(\vec{r})$ и $n(\vec{r})$ задана уравнением Пуассона

$$\Delta \Psi(\vec{r}) = 4\pi G m n(\vec{r}),$$

где m — масса частиц, а G — гравитационная постоянная.

Известны два существенно различных метода решения этой задачи [2]. Первый состоит в том, чтобы по заданной функции распределения f после интегрирования по импульсам найти две остальные функции. При этом интегрирование ведется только в некоторой области импульсного пространства, определяемой для каждой точки системы условием невылета частиц за пределы системы, т. е. значением $\Psi(\vec{r})$ в данной точке. Поэтому результат интегрирования не зависит явно от $\vec{r}$ и является функцией $\Psi(\vec{r})$. Окончательно решение можно найти только решив нелинейное уравнение

$$\Delta \Psi(\vec{r}) = 4\pi G m n(\Psi(\vec{r}))$$

[1, 2]. Второй метод состоит в следующем. Задан $n(\vec{r})$ и соответствующий ей $\Psi(\vec{r})$ таким образом, чтобы была известна функция $r(\Psi)$, обратная к $\Psi(\vec{r})$ (здесь r — это сферический или цилиндрический радиус, расстояние от центра шара или диска), можно найти функцию распределения, как решение интегрального уравнения

$$n(r(\Psi)) = \int d\vec{p} f.$$

Этот метод был применен Эддингтоном [3] для нахождения равновесных состояний сферически-симметричных бесстолкновительных гравитирующих систем.

В настоящей работе показано, что второй из перечисленных методов позволяет получить непрерывные семейства точных решений для произвольных $n(\vec{r})$ и $\Psi(\vec{r})$, если функция $r(\Psi)$ известна. Построены наиболее простые семейства с функциями распределения вида $f(2mE - \gamma M^2 a^{-2} - 2m^2 \Psi(a))$, где M — угловой момент частицы, E — энергия частицы; a — радиус системы, γ — параметр.

2. Условие невылета. Ниже рассматриваются равновесные состояния бесстолкновительных гравитирующих систем двух видов: имеющих форму шара и бесконечно-тонкого круглого диска. Предполагается, что первые из них имеют сферическую симметрию, а вторые, в которых рассматривается только двумерное движение частиц, симметрию относительно вращений в плоскости диска вокруг его центра. Известны следующие

интегралы движения частиц в этих системах: энергия E , полный угловой момент M и для шара — некоторая компонента углового момента M_z , полностью характеризующие траекторию частицы с точностью до конечного вращения. Интегралы движения E и M позволяют выразить квадрат радиальной компоненты скорости частицы r как функцию координаты r ;

$$\frac{1}{2} m \dot{r}^2 = E - m \Psi(r) - \frac{M^2}{2mr^2}.$$

Если все частицы системы содержатся в области $r \leq a$, где сфера (или окружность) $r = a$ определяют границу системы, то для них выполняется неравенство

$$E - m \Psi(a) - \frac{M^2}{2ma^2} \leq 0.$$

Равенство имеет место только для частиц, достигающих границы системы. Это неравенство сопоставляет каждому значению r некоторую область в импульсном пространстве, в которой содержатся импульсы всех частиц, траектории которых не пересекают границы системы:

$$\frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{M^2}{2mr^2} + m \Psi(r) - m \Psi(a) - \frac{M^2}{2ma^2} \leq 0.$$

Далее всюду будет использоваться смещенный потенциал $V(r)$, определенный формулой

$$V(r) = \Psi(r) - \Psi(a) \leq 0,$$

так что условие невылетания можно записать в виде

$$\frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{M^2}{2mr^2} + m V(r) - \frac{M^2}{2ma^2} \leq 0. \quad (1)$$

3. Импульсное пространство и интегрирование в нем. В каждой точке системы можно определить импульсное пространство со своим локальным декартовым базисом: для шара — $\{p_r, p_\theta, p_\varphi\}$

$$p_r = mr; \quad p_\theta = r^{-1} \sqrt{M^2 - \sin^2 \theta M_z^2}; \quad p_\varphi = (r \sin \theta)^{-1} M_z,$$

а для диска — $\{p_r, p_\varphi\}$

$$p_r = mr; \quad p_\varphi = r^{-1} M.$$

Элемент импульсного пространства можно записать в виде

$$d^3 p = dp_r dp_\theta dp_\varphi; \quad d^2 p = dp_r dp_\varphi.$$

Условие невылетания (1), записанное в этом базисе, имеет вид для шара

$$p_r^2 + (1 - r^2/a^2)(p_\theta^2 + p_\varphi^2) \leq -2m^2 V(r),$$

а для диска

$$p_r^2 + (1 - r^2/a^2)p_\varphi^2 \leq -2m^2 V(r).$$

Область в импульсном пространстве, ограниченная этим условием, представляет собой сфероид (для диска—эллипс), сжатый в локальном направлении p_r . Его полуосями являются

$$\sqrt{-2m^2 V(r)} \text{ и } \sqrt{-2m^2 V(r)(1 - r^2/a^2)}$$

в радиальном и угловом направлениях соответственно.

Интегрирование функции распределения по импульсам будет проводиться только в этой области или в некоторой ее части, т. к. вне ее функция распределения равна нулю. Ограничиться при интегрировании частью этой области можно, например, задав знак p_r или определив ее условием

$$\frac{1}{2} m r^2 + m V(r) + \frac{M^2}{2mr^2} - \frac{\gamma M^2}{2ma^2} \leq 0, \quad (2)$$

не противоречащим условию (1) для $\gamma \leq 1$. Это означает, что область (2) принадлежит области (1). Она также представляет собой сфероид (эллипс), но его полуоси в радиальном и угловом направлениях равны, очевидно,

$\sqrt{-2m^2 V(r)}$ и $\sqrt{-2m^2 V(r)(1 - \gamma r^2/a^2)^{-1}}$ соответственно. Для шара можно ввести еще один параметр и рассматривать вместо сфероида трехосный эллипсоид, однако эта возможность будет в дальнейшем опущена.

Итак, область интегрирования по импульсам ограничена для шара сфероидом

$$p_r^2 + (1 - \gamma r^2/a^2)(p_\theta^2 + p_\varphi^2) \leq -2m^2 V(r),$$

а для диска—эллипсом

$$p_r^2 + (1 - \gamma r^2/a^2)p_\varphi^2 \leq -2m^2 V(r).$$

Прежде чем интегрировать функцию распределения в этой области, удобно отобразить ее в шар (круг), введя в импульсных пространствах новые координаты

$$P_r = p_r; \quad P_\perp = p_\perp \sqrt{1 - \gamma r^2/a^2},$$

где $p_\perp$ и $P_\perp$ означает соответственно старую и новую поперечную

к p_r компоненту импульса. Меры интегрирования для шара и диска теперь выглядят так:

$$d^3p = dP_r dP_\theta dP_\varphi (1 - \gamma r^2/a^2)^{-1}; \quad P_r^2 + P_\theta^2 + P_\varphi^2 \leq -2m^2 V(r);$$

$$\int d^3p = dP_r dP_\varphi (1 - \gamma r^2/a^2)^{-1/2}; \quad P_r^2 + P_\varphi^2 \leq -2m^2 V(r).$$

Поскольку интегрирование в шаре и в круте удобнее проводить в полярных координатах, которые можно определить следующим образом: для шара

$$P = \sqrt{P_r^2 + P_\theta^2 + P_\varphi^2}; \quad \alpha = \arctg \frac{\sqrt{P_\theta^2 + P_\varphi^2}}{P_r}; \quad \beta = \arctg \frac{P_\varphi}{P_\theta},$$

а для диска

$$P = \sqrt{P_r^2 + P_\varphi^2}; \quad \alpha = \arctg \frac{P_\varphi}{P_r},$$

удобнее и функцию распределения искать в виде $f(P^2 + 2m^2 V(r))$, т. к. $P^2 + 2m^2 V(r)$ является интегралом движения:

$$P^2 + 2m^2 V(r) = 2mE - \frac{\gamma M^2}{a^2} - 2m^2 \Psi(\alpha),$$

т. е. время как α и β интегралами движения не являются. Мера интегрирования по импульсам теперь следующая: для шара

$$d^3p = \frac{dP P^2 d\alpha \sin \alpha d\beta}{1 - \gamma r^2/a^2}, \quad 0 \leq P \leq \sqrt{-2m^2 V(r)}; \quad 0 \leq \alpha \leq \pi; \quad 0 \leq \beta < 2\pi,$$

а для диска

$$d^2p = \frac{dP P d\alpha}{\sqrt{1 - \gamma r^2/a^2}}, \quad 0 \leq P \leq \sqrt{-2m^2 V(r)}; \quad 0 \leq \alpha < 2\pi.$$

4. Плотность числа частиц. Плотность числа частиц $n(r)$ выражается через функцию распределения следующим образом: для шара

$$n(r) = \int d^3p f(\vec{p}, r) = \left(1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}\right) \int_0^\pi d\alpha \sin \alpha \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^{\sqrt{-2m^2 V(r)}} dP P^2 f(P^2 + 2m^2 V(r)) =$$

$$= \frac{4\pi}{1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}} \int_0^{\sqrt{-2m^2 V(r)}} dP P^2 f(P^2 + 2m^2 V(r)),$$

а для диска (здесь имеется в виду поверхностная плотность)

$$n(r) = \left(1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}\right)^{-1/2} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\sqrt{-2m^2 V(r)}} dPPf(P^2 + 2m^2 V(r)) =$$

$$= \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}}} \int_0^{\sqrt{-2m^2 V(r)}} dPPf(P^2 + 2m^2 V(r)).$$

После очевидных преобразований эти выражения принимают вид для шара

$$\left(1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}\right) \frac{n(r)}{2\pi} = \int_{2m^2 V(r)}^0 dx \sqrt{x^2 - 2m^2 V(r)} f(x), \quad (3)$$

а для диска

$$\sqrt{1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}} \frac{n(r)}{\pi} = \int_{2m^2 V(r)}^0 dx f(x), \quad (4)$$

где

$$x = P^2 + 2m^2 V(r).$$

Эти уравнения можно решить относительно $f(x)$ в обоих случаях, если известна функция $r(V)$, обратная к $V(r)$. Действительно, используя V вместо r , можно получить для f уравнения более простого вида: для шара

$$\left(1 - \frac{\gamma r^2(V)}{a^2}\right) \frac{n(r(V))}{2\pi} = \int_{2m^2 V}^0 dx \sqrt{x^2 - 2m^2 V} f(x), \quad (5)$$

и для диска

$$\sqrt{1 - \frac{\gamma r^2(V)}{a^2}} \frac{n(r(V))}{\pi} = \int_{2m^2 V}^0 dx f(x). \quad (6)$$

Уравнение (5) при $\gamma = 0$ было получено Эддингтоном [3].

Продифференцировав уравнение (4) по r , можно для $f(x)$ получить равенство

$$f(x)|_{x=2m^2 V} = - \frac{\frac{d}{dr} \left[n(r) \sqrt{1 - \frac{\gamma r^2}{a^2}} \right]}{2m^2 V'(r) \pi},$$

из которого следует, что для монотонно возрастающих $V(r)$ и $\gamma \geq 0$ функция распределения для диска неотрицательна во всей области определения. Такой же результат для шара можно получить, решив уравнение (3) относительно $f(x)$.

5. Точные решения для диска. Точных решений для бесстолкновительного гравитирующего диска с конечной дисперсией скоростей частиц известно немного [1]: в основном они относятся к дискам с квадратичным потенциалом [4, 5] и со степенным распределением поверхностной плотности [6]. Изложенный выше метод позволяет получить точные решения с любым монотонным потенциалом $V(r)$, если обратная к нему функция $r(V)$ известна. Такие потенциалы и соответствующие им поверхностные плотности $\rho(r)$ можно получить, используя известное представление в полиномах Лежандра [7]. В результате довольно сложных вычислений можно получить плотности $\rho(r)$, соответствующие потенциалам вида

$$V_{2k}(r) = -V_0 \left[\left(\frac{r}{a} \right)^{2k} - 1 \right], \quad k \geq 1, \quad V_0 > 0,$$

где V_0 — значение $V(r)$ в центре диска. Они имеют вид

$$\rho_{2k}(r) = \frac{V_0}{\pi a^2 G} \frac{2(k!)^2(2k+1)}{(3/2)_k(3/2)_{k-1}} \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} P_{k-1}^{(1/2, 3/2-k)} \left(2 \frac{r^2}{a^2} - 1 \right),$$

где $P_n^{(\alpha, \beta)}$ — полиномы Якоби [8], $(\alpha)_k = \frac{\Gamma(\alpha+k)}{\Gamma(\alpha)}$. Функция $a^{-2}r^2(V)$,

очевидно, имеет вид

$$\frac{r^2(V)}{a^2} = \left(1 + \frac{V}{V_0} \right)^{1/k}.$$

Уравнение (6) решается тривиально; в результате получается

$$\begin{aligned} f_{2k}(2m^2V) = & -\frac{1}{2m^2} \frac{2(k!)^2(2k+1)}{(3/2)_k(3/2)_{k-1}} \frac{V_0}{\pi a G m} \times \\ & \times \frac{d}{dV} \left\{ V \sqrt{1 - \gamma \left(1 + \frac{V}{V_0} \right)^{1/k}} \left| 1 - \left(1 + \frac{V}{V_0} \right)^{1/k} \right| \right\} \times \\ & \times P_{k-1}^{(1/2, 3/2-k)} \left(2 \left(1 + \frac{V}{V_0} \right)^{1/k} - 1 \right) \Bigg\}, \end{aligned}$$

где V — независимая переменная. Функция распределения получается подстановкой вместо $2m^2V$ величины

$$2mE - \frac{\gamma M^2}{2ma^2} - 2m^2\psi(a), \quad 0 \leq \gamma \leq 1.$$

Можно получить и более сложные решения, например, с потенциалом вида

$$V(r) = -V_0 \cos \frac{\pi r}{2a}; \quad \frac{r}{a} = \frac{2}{\pi} \arccos \left(-\frac{V}{V_0} \right), \quad V_0 > 0.$$

Для них

$$\begin{aligned} n(r) &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{V^{(2k)}(0)}{V_0 (2k)!} n_{2k}(r) = \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{V^{(2k)}(0)}{V_0} \frac{k! 2^{-2k} (2k+1)}{\left[\left(\frac{1}{2} \right)_k \right]^2 \left(\frac{3}{2} \right)_k} \frac{V_0}{a\pi G} \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} P_{k-1}^{(1/2, 3/2-k)} \left(2 \frac{r^2}{a^2} - 1 \right), \end{aligned}$$

где $V^{(2k)}(0)$ — четные производные $V(r)$ при $r = 0$:

$$V_{(0)}^{(2k)} = (-1)^k V_0,$$

так что

$$n(r) = \frac{2V_0}{\pi G a} \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k 2^{-2k} (2k+1)}{\left[\left(\frac{1}{2} \right)_k \right]^2 \left(\frac{3}{2} \right)_k} P_{k-1}^{(1/2, 3/2-k)} \left(2 \frac{r^2}{a^2} - 1 \right).$$

Функция распределения получается следующей:

$$\begin{aligned} f \left(2mE - \frac{\gamma M^2}{a^2} - 2m^2 \Psi(a) \right) &= - \frac{2V_0}{m\pi G a 2m^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k 2^{-2k} (2k+1)}{\left[\left(\frac{1}{2} \right)_k \right]^2 \left(\frac{3}{2} \right)_k} \times \\ &\times \frac{d}{dV} \left[\sqrt{1 - \frac{4\gamma}{\pi^2} \arccos^2 \left(-\frac{V}{V_0} \right)} \left[1 - \frac{4}{\pi^2} \arccos^2 \left(-\frac{V}{V_0} \right) \right] \times \right. \\ &\times \left. P_{k-1}^{(1/2, 3/2-k)} \left(\frac{8}{\pi^2} \arccos^2 \left(-\frac{V}{V_0} \right) - 1 \right) \right] \end{aligned}$$

$$\text{при } 2m^2 V = 2mE - \frac{\gamma M^2}{a^2} - 2m^2 \Psi(a).$$

Решения для дисков неограниченного радиуса со степенным потенциалом, получающиеся с использованием этого метода, совпадают с изотропными решениями, изложенными в работе [6].

6. Точные решения для шара. Продифференцировав уравнение (5) по V , можно получить для $f(x)$ уравнение Абеля [9]

$$g'(V) = -2m^2 \left[f(x) \sqrt{x - 2m^2 V} \Big|_{x=2m^2 V} + \frac{1}{2} \int_{2m^2 V}^0 \frac{dx f(x)}{\sqrt{x - 2m^2 V}} \right] =$$

$$= m^2 \int_{2m^2 V}^0 \frac{dx f(x)}{\sqrt{x - 2m^2 V}},$$

где

$$g(V) = \left(1 - \frac{\gamma r^2(V)}{a^2} \right) \frac{n(r(V))}{2\pi}.$$

Решив это уравнение, можно найти функцию распределения:

$$f(x) = m^{-2} \frac{d}{dx} \int_x^0 \frac{dV}{\sqrt{2m^2 V - x}} \frac{d}{dV} \left[\left(1 - \frac{\gamma r^2(V)}{a^2} \right) \frac{n(r(V))}{2\pi} \right] \quad (7)$$

где, как и для диска,

$$x = 2mE - \frac{\gamma M^2}{a^2} - 2m^2 \Psi(a).$$

Зададимся потенциалами вида

$$V_k(r) = -V_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^k, \quad k \geq 1,$$

для которых, очевидно,

$$\frac{r^2(V)}{a^2} = 1 - \left(-\frac{V}{V_0} \right)^{1/k}.$$

Соответствующие плотности вычисляются из уравнения Пуассона:

$$4\pi m G n_k(r) = \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) V(r) =$$

$$= \frac{2V_0 k}{a^2} \left[2(k-1) \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{2-k} - 2(k+1) \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{k-1} \right].$$

Выражая их через переменную V и подставляя в (7), можно получить функции распределения:

$$f(x) = \frac{kV_0}{4\pi^3 G m a^2} \frac{d}{dx} \int_{x/2m^2}^0 \frac{dV}{\sqrt{2m^2 V - x}} \frac{d}{dV} \left[\left[1 - \gamma \left(-\frac{V}{V_0} \right)^{1/k} \right] \right] \times$$

$$\times \left(-\frac{V}{V_0} \right)^{1-2/k} \left[2(k-1) - (2k+1) \left(-\frac{V}{V_0} \right)^{1/k} \right] \Bigg\},$$

где $x = 2mE - \frac{\gamma M^2}{a^2} - 2m^2 \Psi(a)$. Окончательно:

$$f(x) = \frac{kV_0}{4\pi^3 Gma^2} \frac{1}{2m^2 V_0 \sqrt{x}} \times \\ \times \left| 2k+1 - \gamma \frac{(2k+1) \Gamma(2-1/k) \sqrt{\pi}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{k}\right)} \left(\frac{2m^2 V_0}{x} \right)^{1/k} + \right. \\ \left. + \frac{2(k-1)(1-\gamma) \Gamma\left(2 - \frac{2}{k}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{k}\right)} \sqrt{\pi} \left(\frac{2m^2 V_0}{x} \right)^{2/k} \right|.$$

7. *Заключение.* Параметр γ , очевидно, определяет анизотропию решения в импульсном пространстве для систем, имеющих ограниченный радиус. В случаях, когда радиус бесконечен, этот параметр, как видно из условия (2), не играет никакой роли. В этих случаях, как и в случаях $\gamma = 0$ функция распределения изотропна, т. е. зависит только от E .

Анизотропия решения падает с уменьшением γ от 1 до 0: при $\gamma = 1$ область (2) в импульсных пространствах максимально сжата в локальных радиальных направлениях и эта сжатость уменьшается до изотропии при $\gamma = 0$. Решения $\gamma < 0$ тоже возможны, но, как было показано выше, им не всегда соответствуют функции распределения, неотрицательные во всей области определения, т. е. некоторые из них физически бессмысленны. Например, для дисков неотрицательность f во всей области определения требует, чтобы функция $n(r)\sqrt{1 - \gamma r^2/a^2}$ была монотонно убывающей, что, очевидно, возможно не для любой монотонно убывающей $n(r)$ при $\gamma < 0$. Системы, у которых это условие оказывается выполненным, имеют вытянутую в локальных радиальных направлениях область (2) и вытянутость растет с дальнейшим падением γ . Предельный случай $\gamma = -\infty$ соответствует системам с чисто радиальным движением частиц. Очевидно, что, например, диск с $\gamma = -\infty$ должен иметь $n(r)$, спадающую не медленнее, чем r^{-1} , а шар — не медленнее, чем r^{-2} .

Автор благодарен Г. С. Бисноватому-Когану за полезные обсуждения.

ON THE EQUILIBRIUM STATES OF THE COLLISIONLESS
GRAVITATING SPHERE AND DISK

Z. Y. TURAKULOV

The self-consistent solutions of the kinetic equation in the proper gravitational field are obtained which depend on the integrals of motion: energy and square of angular momentum. For the sphere and disk the uniparametric series of solutions are obtained for gravitational potentials $\Psi(r)$, satisfying the following two conditions: $\Psi(r)$ is a monotone function, and the function $r(\Psi)$, inverse to $\Psi(r)$ is known. The anisotropy of distribution function in momentum space is characterised by the parameter of the solution. The range of this parameter, according to positively-defined distribution functions, is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., Наука, 1976.
2. Ю.-И. К. Велтманн, в кн. «Итоги науки», сер. астр., Кинематика и динамика звездных систем, ВИНТИ, М., 1968.
3. A. S. Eddington, M. N. RAS, 76, 572, 1916.
4. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 5, 425, 1969.
5. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 6, 387, 1970.
6. Г. С. Бисноватый-Козан, Письма АЖ, 1, 3, 1975.
7. C. Hunter, M. N. RAS, 126, 299, 1963.
8. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИФМЛ, М., 1962.
9. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон, Курс современного анализа, т. 2, ГИФМЛ, М., 1963.

УДК 52—652—726

ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ИОНИЗИРОВАННОЙ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

С. Р. КЕЛЬНЕР, Е. С. ШИХОВЦЕВА

Поступила 3 декабря 1982

Принята к печати 4 августа 1983

В работе получено аналитическое решение уравнения переноса для матрицы плотности фотонов при обратном комптоновском отражении от полубесконечной полностью ионизированной плазмы. Найдены угловые распределения, поляризация и спектр отраженных фотонов в области частот $\omega \gg kT/\hbar$. Результаты справедливы в предположении, что поглощение падающих фотонов отсутствует, $kT \ll mc^2$.

1. *Введение.* В работе исследован процесс обратного комптоновского отражения: на плазму, заполняющую полупространство $z > 0$, под определенным углом падает поток мягких неполяризованных фотонов от источника внешнего по отношению к среде тепловых электронов. Рассматривается полностью ионизированная нерелятивистская плазма, температура T которой не меняется с глубиной и удовлетворяет условию:

$$E_{ат} < kT \ll mc^2, \quad (1)$$

где $T_{ат}$ — средняя энергия ионизации атомов, m — масса электрона.

В данной задаче наибольший интерес представляет случай, когда энергия $\hbar\omega_0$ падающих фотонов мала по сравнению с kT . Тогда фотоны, рассеиваясь на тепловых электронах плазмы, увеличивают свою энергию за счет комптонизации [1]. Мы пренебрежем свободно-свободным поглощением фотонов, что возможно (см., например, [1, 2]) при $\omega \gg \omega_*$, где

$$\frac{\hbar\omega_*}{kT} = 4.8 \cdot 10^5 \cdot n_e^{1/2} T^{-9/4}, \quad (2)$$

n_e — плотность электронов.

Задача обратного комптоновского отражения рассматривалась ранее в работе [2] на основе приближенного феноменологического уравнения для интенсивности. Спектр отраженного излучения был найден в [2] в области частот $\omega \gg \omega_0$. Нами рассчитан спектр в более широкой области

частот (24), а также найдено угловое распределение и поляризация отраженного излучения на основе решения уравнения переноса для матрицы плотности.

2. Уравнение переноса с учетом комптонизации. Фотоны, не испытывавшие в плазме столкновений, описываются матрицей плотности

$$\Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}^0(\vec{n}, x_\nu, z) = \frac{N}{2} \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta(x_\nu - x_0) \delta(\vec{n} - \vec{n}_0) e^{-z/\mu_0}, \quad (3)$$

где $x_\nu = \hbar\omega/kT = \hbar\nu/kT$, $\vec{n}$ — единичный вектор в направлении волнового вектора фотона, z выражено в комптоновских единицах, $\mu = (\vec{n} \cdot \vec{\tau})$, $\vec{\tau}_0 = -(\vec{n}_0 \cdot \vec{\tau})$ ($\vec{\tau}$ — единичный вектор нормали к поверхности плазмы), индексом „0“ отмечены заданные начальные значения величин, N — произвольный нормировочный множитель.

В рассматриваемом приближении уравнение для матрицы плотности фотонов имеет вид

$$\begin{aligned} -\mu \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x_\nu, z) = & \frac{3}{8\pi} \sum_{\lambda_1' \lambda_2'} \int d\omega' (\vec{e}_{\lambda_1} \vec{e}_{\lambda_1'}) (\vec{e}_{\lambda_2} \vec{e}_{\lambda_2'}) \times \\ & \times [1 + \theta(1 - \vec{n} \vec{n}') (\hat{K} - 2x_\nu)] \Gamma_{\lambda_1' \lambda_2'}(\vec{n}', x_\nu', z) - \\ & - \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x_\nu, z) (1 - 2\theta x_\nu) + S_{\lambda_1 \lambda_2} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\vec{e}_i$ — произвольный поляризационный базис, $\theta = kT/mc^2$, $\hat{K} = \frac{1}{x_\nu^2} \frac{\partial}{\partial x_\nu} \left(x_\nu^4 \left(\frac{\partial}{\partial x_\nu} + 1 \right) \right)$ — оператор Компанейца [1] без учета индуцированного рассеяния, источник $S_{\lambda_1 \lambda_2}$ — матрица плотности однократно рассеянных в плазме фотонов:

$$S_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{3}{16\pi} N \delta(x_\nu - x_0) e^{-z/\mu_0} (\delta_{\lambda_1 \lambda_2} - (\vec{n}_0 \vec{e}_{\lambda_1}) (\vec{n}_0 \vec{e}_{\lambda_2})). \quad (5)$$

В (5) пренебрежено уширением спектра падающих фотонов, так как изменение частоты при однократном рассеянии мало по сравнению с ω_0 . Заметное изменение частоты будет лишь при многократном рассеянии.

Уравнение (4) получается из точного уравнения для матрицы плотности при помощи разложения по малому параметру θ . В частности, для неполяризованного излучения в пространственно-однородном случае (4) переходит в уравнение Компанейца без индуцированного рассеяния.

В данной работе мы ограничимся случаем $x_0 \ll 1$, $x \ll 1$. Тогда в операторе K достаточно оставить однородные по x , слагаемые, что приводит к существенному упрощению уравнения:

$$\begin{aligned}
 -\mu \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x, z) &= \frac{3}{8\pi} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int d\phi' (\vec{e}_{\lambda_1} \vec{e}_{\lambda_1}') (\vec{e}_{\lambda_2} \vec{e}_{\lambda_2}') \times \\
 &\times \left[1 + \theta(1 - \vec{n} \vec{n}') \left(x^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 4x \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}', x, z) - \\
 &- \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x, z) + \bar{S}_{\lambda_1 \lambda_2}.
 \end{aligned} \quad (6)$$

Сделав в (6) замену

$$\Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x, z) = e^{-3/2} \widehat{\Gamma}_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, \zeta, z), \quad (7)$$

где $\zeta = \ln(x/x_0)$, и выполнив преобразование Фурье по переменной ζ , получаем уравнение, не содержащее производных по x :

$$\begin{aligned}
 -\mu \frac{\partial}{\partial z} f_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, y, z) &= \frac{3}{8\pi} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int d\phi' (\vec{e}_{\lambda_1} \vec{e}_{\lambda_1}') (\vec{e}_{\lambda_2} \vec{e}_{\lambda_2}') [1 - x(1 - \vec{n} \vec{n}')] \times \\
 &\times f_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}', y, z) - f_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, y, z) + \bar{S}_{\lambda_1 \lambda_2}.
 \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$x = \vartheta \left(y^2 + \frac{9}{4} \right),$$

$$\bar{S}_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{3N}{16\pi x_0} e^{-3/2} (\delta_{\lambda_1 \lambda_2} - (\vec{n}_0 \vec{e}_{\lambda_1}) (\vec{n}_0 \vec{e}_{\lambda_2})),$$

$f_{\lambda_1 \lambda_2}$ и $\Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}$ связаны соотношением

$$\Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, x, z) = e^{-3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{2\pi} e^{iy} f_{\lambda_1 \lambda_2}(\vec{n}, y, z). \quad (9)$$

Удобно перейти от величины $\Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}$ к тензору

$$\Gamma^{\alpha\beta} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} e_{\lambda_1}^{\alpha} e_{\lambda_2}^{\beta} \Gamma_{\lambda_1 \lambda_2}, \quad (10)$$

не зависящему от выбора поляризационного базиса. Величина $\Gamma^{\alpha\beta} e^{\alpha} e^{\beta}$ представляет собой числа заполнения фотонов с волновым вектором

$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{n}$ и вектором поляризации $\vec{e}$ на глубине z . Аналогичным образом определим тензоры $f^{\alpha\beta}$, $\bar{S}^{\alpha\beta}$. Сделав в интегро-дифференциальном уравнении (8) преобразование Лапласа по z , получаем интегральное уравнение:

$$(x - \mu) G^{\alpha\beta}(\vec{n}, x) = \frac{3x}{8} \int d\omega' (\delta^{\alpha\alpha'} - n^\alpha n^{\alpha'}) (\delta^{\beta\beta'} - n^\beta n^{\beta'}) \times \\ \times [1 - x(1 - \mu n')] G^{\alpha'\beta'}(\vec{n}', x) - x \mu g_0^{\alpha\beta} + u^{\alpha\beta}, \quad (11)$$

где

$$x = 1/p, \quad g_0^{\alpha\beta}(\vec{n}) = \frac{16\pi x_0}{3N} f^{\alpha\beta}(\vec{n}, z=0), \\ G^{\alpha\beta}(\vec{n}, x) = \frac{16\pi x_0}{3N} \int_0^\infty e^{-px} f^{\alpha\beta}(\vec{n}, z) dz, \quad (12)$$

$u^{\alpha\beta}$ определяется формулами (15), (16).

Уравнение (11) справедливо для произвольного угла падения фотонов на поверхность плазмы. Если фотон претерпевает многократное рассеяние в плазме, то характеристики отраженного излучения не зависят от угла падения, и достаточно рассмотреть случай нормального падения фотонов. В этом случае тензор $G^{\alpha\beta}(\vec{n}, x)$ можно разложить по двум тензорам

$$t_1^{\alpha\beta} = (\delta^{\alpha\beta} - n^\alpha n^\beta) - \frac{1}{1 - \mu^2} (\tau^\alpha - \mu n^\alpha) (\tau^\beta - \mu n^\beta), \\ t_2^{\alpha\beta} = -\frac{1}{1 - \mu^2} (\delta^{\alpha\beta} - n^\alpha n^\beta) + \frac{2}{(1 - \mu^2)^2} (\tau^\alpha - \mu n^\alpha) (\tau^\beta - \mu n^\beta)$$

со следующими свойствами:

$$t_1^{\alpha\alpha} = 1 \quad t_2^{\alpha\alpha} = 0 \\ t_1^{\alpha\beta} \tau^\alpha \tau^\beta = 0 \quad t_2^{\alpha\beta} \tau^\alpha \tau^\beta = 1.$$

Если представить $G^{\alpha\beta}(\vec{n}, x)$ в виде

$$G^{\alpha\beta} = G_1 t_1^{\alpha\beta} + G_2 t_2^{\alpha\beta}, \quad (13)$$

то задача нахождения $G^{\alpha\beta}$ сведется к решению системы двух интегральных уравнений. Действительно, подставив (13) в (11), получаем

$$\begin{aligned}
(x - \mu) G_1(\mu, x) &= \frac{3x}{8} \left[(1-x)(1+\mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' G_1(\mu', x) + \right. \\
&+ x\mu(1+\mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' \mu' G_1(\mu', x) - (1-x)(3\mu^2-1) \int_{-1}^1 d\mu' G_2(\mu', x) + \\
&\left. + x\mu(3-5\mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' \mu' G_2(\mu', x) \right] + u_1(x, \mu), \\
(x - \mu) G_2(\mu, x) &= \frac{3x}{8} (1-\mu^2) \left[(1-x)\mu^2 \int_{-1}^1 G_2(\mu', x) d\mu' + \right. \\
&+ x\mu^3 \int_{-1}^1 d\mu' \mu' G_1(\mu', x) + (1-x)(2-3\mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' G_2(\mu', x) + \\
&\left. + x\mu(4-5\mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' \mu' G_2(\mu', x) \right] + u_2(x, \mu), \quad (14)
\end{aligned}$$

где $u_1(x, \mu)$ и $u_2(x, \mu)$ — коэффициенты разложения тензора

$$u^{\alpha\beta}(x, \mu) = \frac{x^2}{x+1} [\delta^{\alpha\beta} - n^\alpha n^\beta - (\delta^{\alpha\rho} - n^\alpha n^\rho)(\delta^{\beta\sigma} - n^\beta n^\sigma) \tau^\rho \tau^\sigma] - x\mu g_0^{\alpha\beta} \quad (15)$$

по $t_1^{\alpha\beta}$, $t_2^{\alpha\beta}$, равные

$$\begin{aligned}
u_1(x, \mu) &= \frac{x^2(1+\mu^2)}{x+1} - x\mu g_1(\mu), \\
u_2(x, \mu) &= \frac{x^2\mu^2(1-\mu^2)}{x+1} - x\mu(1-\mu^2) g_2(\mu), \quad (16) \\
g_1(\mu) &= g^{\alpha\alpha}(\mu), \quad g_2(\mu) = \frac{1}{1-\mu^2} \tau^\alpha \tau^\beta g^{\alpha\beta}(\mu).
\end{aligned}$$

Величины $g_1(\mu)$ и $g_2(\mu)$ характеризуют излучение, выходящее с поверхности плазмы $z=0$. Исходя из (14), можно получить замкнутую систему уравнений относительно $g_1(x)$, $g_2(x)$. Для этого выражаем функции $G_1(\mu, x)$, $G_2(\mu, x)$ через $u_1(x, \mu)$, $u_2(x, \mu)$ и в получающихся соотношениях полагаем $x=\mu$. С учетом следующих из оп-

ределения $G^{\alpha\beta}(n, x)$ аналитических свойств функций $G_1(x, \mu)$ и $G_2(x, \mu)$ получаем уравнения, связывающие функции $u_1(x, x)$ и $u_2(x, x)$ с интегралами, входящими в правые части уравнений (14). С другой стороны, система (14) позволяет выразить эти интегралы через $u_1(x, \mu)$ и $u_2(x, \mu)$.

Таким образом, $u_1(x, \mu)$, $u_2(x, \mu)$ можно выразить через $u_1(x, x)$, $u_2(x, x)$, что с учетом соотношений (16) приводит к системе уравнений, которая определяет функции $g_1(x)$, $g_2(x)$. Опуская громоздкие промежуточные выкладки, приведем получающуюся систему линейных сингулярных интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[2(1-x) + x^2 \left(-\frac{3}{2} + x + \frac{67x^2}{10} - \frac{11x^3}{5} \right) + x^4 \left(-\frac{3}{4}x - \frac{9}{2}x^2 + \right. \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{29}{20}x^3 + \frac{14}{5}x^4 \right) - x^6 \frac{3x^3}{10} (3+7x) \right] - \int_{-1}^1 \frac{d\mu}{x-\mu} \frac{3x}{8} \left[2(1-x)^2 + \right. \\ & \quad \left. + x^3(1-x)(-2+3x+5x^2) + x^4 \left(-x - 4x^2 + \frac{31x^3}{5} + \frac{14x^4}{5} \right) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{2x^3(3+7x)}{5} x^6 \right] g_1(x) - \frac{3xx}{8} \left[2x(1-x) + x^2 \left(-2x + \frac{16x^2}{5} + \frac{14x^3}{5} \right) + \right. \\ & \quad \left. + x^4 \left(-\frac{6x^2}{5} - \frac{14x^3}{5} \right) \right] \int_0^1 \mu g_1(\mu) d\mu + \left[-(1-x) + \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{5x}{2} + \frac{2x^3}{5} - \frac{59x^2}{10} \right) x^2 + \left(\frac{3}{2}x^3 + \frac{29}{10}x^3 - \frac{7}{5}x^4 \right) x^4 \right] g_2(x) - \\ & \quad - \frac{3x^3x}{4} (1-x)(1-x^2) \int_0^1 \mu (1-\mu^2) g_2(\mu) d\mu + \\ & \quad + \frac{3}{8} \left[2(1-x)^2 + x^3(1-x)(-2+3x+5x^2) + x^4 \left(-x - 4x^2 + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{31x^3}{5} + \frac{14x^4}{5} \right) - \frac{2x^3(3+7x)}{5} x^6 \right] \int_0^1 \frac{\mu g_1(\mu) d\mu}{x-\mu} = \\ & = \frac{1}{x+1} [2(1-x) + x^2(-2+3x+3x^2) + x^4(-x-3x^2)]. \quad (17a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left[x^2 \left(-\frac{9}{10} x + \frac{7x^2}{5} - \frac{x^3}{2} \right) + x^4 \left(-\frac{3x^2}{10} - \frac{29x^3}{50} + \frac{7x^4}{25} \right) \right] g_1(x) + \\
& + \frac{3xx}{40} (1-x)^2 (1-x^2) \int_0^1 \mu g_1(\mu) d\mu + \left\{ \left[(1-x) + x^2 \left(-\frac{5}{2} + \frac{63x}{10} - \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. - 2x^2 - \frac{4}{5} x^3 \right) + x^4 \left(\frac{3}{2} - \frac{17x}{4} - \frac{16x^2}{5} + \frac{731x^3}{100} + \frac{21x^4}{25} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + x^6 \left(\frac{3x}{4} + 3x^2 - \frac{21x^3}{4} - \frac{7x^4}{2} \right) + x^8 \left(\frac{9x^3}{10} + \frac{21x^4}{10} \right) \right] - \right. \\
& - \int_{-1}^1 \frac{d\mu}{x-\mu} \frac{3x}{8} (1-x^2) \left[2(1-x)^2 + x^2(1-x)(-2+3x+5x^2) + \right. \\
& \left. + x^4 \left(-x-4x^2 + \frac{31}{5} x^3 + \frac{14x^4}{5} \right) - \frac{2x^3(3+7x)}{5} x^6 \right] \Big\} g_2(x) + \\
& - \frac{3xx}{8} \left[(1-x)(1+3x) + x^2 \left(-1-2x + \frac{21x^2}{5} + \frac{14x^3}{5} \right) + \right. \\
& \left. + x^4 \left(-\frac{6x^2}{5} - \frac{14x^3}{5} \right) \right] \int_0^1 \mu (1-\mu^2) g_2(\mu) d\mu + \frac{3}{8} \left[2(1-x)^2 + \right. \\
& \left. + x^2(1-x)(-2+3x+5x^2) + x^4 \left(-x-4x^2 + \frac{31x^3}{5} + \frac{14x^4}{5} \right) - \right. \\
& \left. - \frac{2x^3(3+7x)x^6}{5} \right] \int_0^1 \frac{\mu (1-\mu^2) g_2(\mu) d\mu}{x-\mu} = \frac{x(1-x)x^2(1-x^3)}{5(x+1)}. \quad (176)
\end{aligned}$$

3. Спектр и угловое распределение отраженного излучения. Если пренебречь изменением частоты при рассеянии, что соответствует случаю $x = 0$, то из (17а), (17б) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}
& \left[1 - \frac{3x^3}{2} - \frac{3x}{4} (1-x^2) \ln \frac{x+1}{x-1} \right] g_2^0(x) + \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{\mu (1-\mu^2) g_2^0(\mu) d\mu}{x-\mu} = 0, \\
& \left[2 - \frac{3x^3}{2} - \frac{3x}{4} (1-x^2) \ln \frac{x+1}{x-1} \right] g_1^0(x) - g_2^0(x) + \\
& + \frac{3}{4} (1-x^2) \int_0^1 \frac{\mu g_1^0(\mu) d\mu}{x-\mu} = 2(1-x), \quad (18)
\end{aligned}$$

решением которой являются функции

$$\begin{aligned} g_1^0(\mu) &= C_1(1+\mu)e^{-\beta(\mu)} + C_2e^{-\alpha(\mu)}, \\ g_2^0(\mu) &= C_1(1+\mu)e^{-\beta(\mu)}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha(\mu) &= \frac{i}{2\pi} \int_0^1 \frac{dx}{\mu+x} \ln \left[\frac{2 - \frac{3x^2}{2} - \frac{3x}{4}(1-x^2) \left(\ln \frac{1+x}{1-x} + i\pi \right)}{2 - \frac{3x^2}{2} - \frac{3x}{4}(1-x^2) \left(\ln \frac{1+x}{1-x} - i\pi \right)} \right], \\ \beta(\mu) &= \frac{i}{2\pi} \int_0^1 \frac{dx}{\mu+x} \ln \left[\frac{1 - \frac{3x^2}{2} - \frac{3x}{4}(1-x^2) \left(\ln \frac{1+x}{1-x} + i\pi \right)}{1 - \frac{3x^2}{2} - \frac{3x}{4}(1-x^2) \left(\ln \frac{1+x}{1-x} - i\pi \right)} \right], \\ C_1 &= \frac{2e^{\beta(1)}}{e^{2\alpha(1)} + \frac{1}{20}e^{2\beta(1)}}, \quad C_2 = \frac{4e^{\alpha(1)}}{e^{2\alpha(1)} + \frac{1}{20}e^{2\beta(1)}}. \end{aligned}$$

Функции $g_{\perp}^0(\mu) = g_1^0(\mu) - g_2^0(\mu)$, $g_{\parallel}^0(\mu) = g_2^0(\mu)$ имеют простую физическую интерпретацию; $g_{\perp}^0(\mu)$ определяет поток отраженных фотонов, вектор поляризации которых перпендикулярен плоскости (τ, n) , $g_{\parallel}^0(\mu)$ — поток фотонов с вектором поляризации, параллельным плоскости (τ, n) ($\mu = \cos(\widehat{\tau n})$). Значения функций $g_{\perp}^0$, $g_{\parallel}^0$ приведены в табл. 1; $g_{\perp}^0$, $g_{\parallel}^0$ нормированы условием

$$\int_0^1 \mu (g_{\perp}^0(\mu) + g_{\parallel}^0(\mu)) d\mu = 1. \quad (20)$$

Используя малость параметра $\theta = kT/mc^2$, можно найти приближенное решение уравнений (17а), (17б) при помощи разложения функций g_1 , g_2 в ряд по малому параметру θ с использованием аналитических свойств этих функций по переменным x и x , следующих из (17а), (17б). Для фотонов с векторами поляризации, перпендикулярными и параллельными плоскости (τ, n) , результат имеет вид

$$g_{\perp}(\mu) = \frac{g_{\perp}^0(\mu)}{1 + (\mu + \psi) \sqrt{3\theta \left(y^2 + \frac{9}{4} \right)}}, \quad (21)$$

$$g_{\perp}(\mu) = \frac{g_{\perp}^0(\mu)}{1 + (1+\psi) \sqrt{3\theta \left(y^2 + \frac{9}{4}\right)}}, \quad (21)$$

где

$$\psi = \frac{20 e^{2\alpha(1)} - e^{2\beta(1)}}{20 e^{2\alpha(1)} + e^{2\beta(1)}} = 0.873$$

Таблица 1

μ	$g_{\perp}^0(\mu)$	$g_{\perp}^0(\mu)$
0.0	0.8976	0.3306
0.1	0.9794	0.4382
0.2	1.0216	0.5251
0.3	1.0513	0.6073
0.4	1.0740	0.6870
0.5	1.0921	0.7653
0.6	1.1069	0.8426
0.7	1.1193	0.9193
0.8	1.1299	0.9956
0.9	1.1391	1.0715
1.0	1.1471	1.1471

Частотный спектр отраженного излучения получается из (21) при помощи соотношений (9), (12):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\perp}(\omega, \omega_0, \mu) &= \frac{1}{4\pi^2\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{3/2} g_{\perp}^0(\mu) F\left(\sqrt{3\theta}(\mu + \psi), \ln \frac{\omega}{\omega_0}\right), \\ \Gamma_{\parallel}(\omega, \omega_0, \mu) &= \frac{1}{4\pi^2\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{3/2} g_{\parallel}^0(\mu) F\left(\sqrt{3\theta}(1 + \psi), \ln \frac{\omega}{\omega_0}\right), \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$F(\lambda, \zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iy\zeta}}{1 + \lambda \sqrt{y^2 + 9/4}} dy.$$

Формулы (22) определяют числа заполнения отраженных фотонов на границе плазмы, если числа заполнения падающих фотонов имеют вид

$$\Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^0 = \frac{1}{2} \delta_{\lambda_1\lambda_2} \delta(\omega - \omega_0) \delta(\vec{n} + \vec{\tau}), \quad (23)$$

то есть падающие фотоны не поляризованы, монохроматичны и падают

нормально к поверхности. В (22) для удобства явно выписан аргумент ω_0 у чисел заполнения отраженных фотонов и в (22) и (23) опущен произвольный нормировочный множитель. Результат (22) справедлив в области частот

$$\left| \ln \frac{\omega}{\omega_0} \right| \gg 9, \quad (24)$$

что связано со сделанными при выводе формул (21) приближениями. Кроме того, должно выполняться условие $\omega_0, \omega \ll kT/\hbar$.

При малых λ функция F выражается аналитически в двух перекрывающихся областях

$$F(\lambda, \zeta) = \frac{3\lambda}{|\zeta|} K_1 \left(\frac{3}{2} |\zeta| \right), \quad |\zeta| \gg \lambda, \quad (25)$$

$$F(\lambda, \zeta) = -\frac{2}{\lambda} \left(ci \left(\frac{|\zeta|}{\lambda} \right) \cos \left(\frac{|\zeta|}{\lambda} \right) + si \left(\frac{|\zeta|}{\lambda} \right) \sin \left(\frac{|\zeta|}{\lambda} \right) \right), \quad |\zeta| \ll \lambda. \quad (26)$$

Здесь $K_1(z)$ — модифицированная функция Бесселя. $ci(z)$, $si(z)$ — соответственно интегральные косинус и синус. В области $\lambda \ll |\zeta| \ll 1$ (25) и (26) приводят к одинаковому результату: $F(\lambda, \zeta) = 2/\zeta^2$.

Спектр отраженных фотонов в области $|\ln \omega/\omega_0| \gg \sqrt{6}$, получающийся подстановкой (25) в (22), аналогичен спектру из работы [2], в которой вычисления проводились для случая $\omega_0 \ll \omega \ll kT/\hbar$. Поэтому выражение (52) из работы [2] справедливо в более широком интервале частот, чем указано в [2]. В области частот $|\ln \omega/\omega_0| \gg \sqrt{6}$ угловая и энергетическая зависимости спектров (22) разделяются. Угловое распределение оказывается таким же, как в проблеме Милна. Отсюда следует, что результат в этом случае не зависит от направления волнового вектора падающих фотонов.

Интегрируя числа заполнения по частотам фотона, получаем

$$\int_0^\infty \Gamma_{\perp, \parallel}(\omega, \omega_0, \mu) \omega^2 d\omega = \frac{\omega_0^2}{2\pi} g_{\perp, \parallel}^0(\mu), \quad (27)$$

что с учетом (20) приводит к равенству падающего и отраженного потоков. Узкая область частот $|\ln \omega/\omega_0| \lesssim 6$, в которой формулы (22) не применимы, и частоты $\omega \gtrsim kT/\hbar$ вносят пренебрежимо малый вклад в интеграл (27). Таким образом, функции $\Gamma_{\perp, \parallel}(\omega, \omega_0, \mu)$ являются фактически функциями Грина рассматриваемой задачи. В случае произвольного спектра падающих фотонов $P^0(\omega)$ числа заполнения отражен-

ных фотонов $P_{\perp, \parallel}(\omega, \mu)$ с поляризациями, перпендикулярными и параллельными плоскости $(\vec{\tau}, \vec{n})$, имеют вид

$$P_{\perp, \parallel}(\omega, \mu) = \int_0^{\infty} \Gamma_{\perp, \parallel}(\omega, \omega_0, \mu) P^0(\omega_0) d\omega_0. \quad (28)$$

Например, в случае падения неполяризованного пучка с энергетическим спектром $P^0(\omega) = \exp(\hbar\omega/kT_0)$ с $T_0 \ll T$ в интервале частот $kT_0 \ll \hbar\omega \ll kT$ из (28) получаем

$$P_{\perp, \parallel}(\omega, \mu) = \frac{3^{1/2}}{2\pi^{3/2}} \lambda_{\perp, \parallel} g_{\perp, \parallel}^0(\mu) \left(\frac{\hbar\omega}{kT_0}\right)^{-3} \left(\ln \frac{\hbar\omega}{kT_0}\right)^{-3/2}, \quad (29)$$

где

$$\lambda_{\perp} = \sqrt{3\theta}(\mu + \psi), \quad \lambda_{\parallel} = \sqrt{3\theta}(1 + \psi).$$

Как отмечалось в [3], наблюдаемые спектры галактик NGC 4151 [4], Centaurus A [5] и Markarian 421, Markarian 501 [6] могут быть интерпретированы как спектры обратного комптоновского отражения. Дополнительный аргумент в пользу такого предположения могло бы дать сравнение поляризации излучения от перечисленных объектов с поляризацией

$$P = (\Gamma_{\perp} - \Gamma_{\parallel})/(\Gamma_{\perp} + \Gamma_{\parallel}),$$

следующей из (22).

Московский инженерно-физический институт

INVERSE COMPTON REFLECTION FROM THE IONIZED NONRELATIVISTIC PLASMA

S. R. KELNER, E. S. SHIKHOVTSEVA

The analytical solution of the statistical matrix transfer equation under the inverse compton reflection from the perfectly ionized non-relativistic semi-infinite plasma is obtained. Angular distributions, polarization and spectrum of the reflected photons in the frequency region $\omega \ll kT/\hbar$ are found. It is proposed that there is no incident photons' absorption and $kT \ll mc^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Компансец, ЖЭТФ, 31, 876, 1956.
2. A. P. Lightman, G. B. Rybicki, Ap. J., 236, 928, 1980.
3. A. P. Lightman, G. B. Rybicki, Ap. J., 229, L15, 1979.
4. H. Gursky, E. M. Kellogg, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi, Ap. J., 165, L43, 1971; W. A. Battg, T. W. Jones, W. A. Wheaton, L. E. Peterson, Ap. J., 199, L5, 1975; V. Schanfelder, Nature, 274, 344, 1978.
5. J. P. Stark, P. J. N. Davison, J. L. Gulhane, M. N. RAS, 174, 35, 1976.
6. R. F. Mushotzky, E. A. Boldt, S. S. Holt, S. H. Pardo, P. J. Serlemitsos, J. H. Swank, R. H. Rothschild, Preprint GSFC, 1978.

УДК 52—65—726

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОДНОМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ

Л. С. КУЗЬМЕНКОВ, П. А. ПОЛЯКОВ

Поступила 21 сентября 1982

Принята к печати 4 августа 1983

Найдены дисперсия и декременты затухания (инкременты неустойчивости) для волн в релятивистской плазме в ряде новых асимптотических пределах. Обнаружены циклотронные колебания на частоте $\omega \sim \omega_{Bmc^2}/T$.

Согласно современным астрофизическим представлениям магнито-сфера пульсара представляет собой электрон-позитронную плазму. Распределение электронов и позитронов по скоростям в магнитном поле пульсара является сильно анизотропным и в пределе может рассматриваться как одномерное [1—3]. Физический механизм «высвечивания» поперечных степеней свободы частиц неоднократно обсуждался в литературе (см., например, [2, 3]). Математическое обоснование таких распределений можно получить на основании бесстолкновительного релятивистского кинетического уравнения, учитывающего радиационное торможение частиц во внешнем магнитном поле [4, 5]. Чтобы не иметь дела с громоздкими выражениями мы рассмотрим эволюцию невозмущенной функции распределения с момента, когда продольная и поперечная скорости электрона связаны условием $v_{\perp}^2 \ll v_{\parallel}^2$. В этом случае выражение для трехмерной силы торможения излучением [6, стр. 274] значительно упрощается, и мы приходим к кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{B}] \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \frac{\kappa}{c^2} \frac{\partial}{\partial p} (\vec{v}_{\perp} f),$$

где $\kappa = 2e^4 B^2 / 3m^2 c^3$.

Общее решение этого уравнения, обеспечивающее отсутствие макроскопических токов, имеет вид

$$f(t, \vec{p}_{\parallel}, \vec{p}_{\perp}) = e^{\frac{2\kappa}{\epsilon_{\parallel}} t} f(p_{\perp}^2 e^{\frac{2\kappa}{\epsilon_{\perp}} t}, p_{\parallel}^2)$$

$$(\varepsilon_1^2 = m^2 c^4 + p_1^2 c^2).$$

Если начальное распределение по поперечным импульсам было максвелловским, то

$$f(t, \vec{p}_\parallel, \vec{p}_\perp) = f(p_\parallel) \frac{1}{4\pi T_\perp(t)} \exp\left\{-\frac{p_\perp^2}{T_\perp(t)}\right\}. \quad (1)$$

Из полученного решения следует, что поперечная температура убывает по закону $T_\perp = T_0 \exp(-t/\tau)$ с характерным временем $\tau = 3m^2 c^3 \varepsilon_1 / 4e^1 B^2$, тем меньшим, чем больше плотность энергии магнитного поля. Для малых τ функция распределения по поперечным импульсам (1), или любая другая колоколообразная функция, быстро вырождается в дельта-функцию, и мы получаем одномерное распределение.

Проблема распространения и возбуждения волн в такой плазме в связи с астрофизическими приложениями рассматривалась в работах [7—11]. Одной из центральных проблем, связанной с механизмом турбулентности пульсарной плазмы, является, как указывалось в работе [7], проблема выявления и иерархии неустойчивостей. Эта проблема приобретает особый интерес в связи с тем, что циклотронная раскачка альвеновских волн в электрон-позитронной плазме невозможна [7].

Однако наряду с этим важным физическим фактом справедливо также утверждение, что циклотронная раскачка волн в электрон-позитронной плазме существует на более высокой релятивистской циклотронной частоте $eB/(T/c)$. Инкременты такой неустойчивости вычислены ниже.

Рассмотрим сначала электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Дисперсионное уравнение для таких волн имеет вид [7]

$$1 - \sum \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \int_L \left[1 \mp \frac{\Omega}{\omega u_0 - k c u \pm \Omega} \right] f_0(u) \frac{du}{u_0} = 0, \quad (2)$$

где ω_p , Ω — плазменная и циклотронная частоты, $u^k = p_1^k/mc$, верхний знак относится к волнам с левой круговой поляризацией, а нижний — к волнам с правой круговой поляризацией, суммирование относится к электрон и позитронной компонентам.

Распределение по продольным импульсам можно выбрать максвелловским

$$f_0 = \exp(-\alpha u^0) / K_1(\alpha),$$

где $K_n(\alpha)$ — функция Макдональда, $\alpha = mc^2/T$. К максвелловскому рас-

пределению, согласно [12, 13], с течением времени стремится любое распределение при малых отклонениях от равновесия. Тогда в ультрарелятивистском пределе ($\alpha \ll 1$) уравнение (2) можно представить в виде аналитического выражения, содержащего интегральную показательную функцию комплексного аргумента $Ei(x)$:

$$1 - \sum \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \frac{1}{K_1(z)} \left\{ K_0(z) \mp \frac{\Omega}{(\omega^2 - k^2 c^2)(a^+ - a^-)} \times \right. \\ \left. \times [J(a^+) - J(a^-)] \right\} = 0, \quad (3)$$

где введены обозначения

$$J(z) = (\omega z + \Omega) e^{\mp \alpha z} \left\{ \frac{\ln(\sqrt{z^2 - 1} \mp z)}{\sqrt{z^2 - 1}} \mp \frac{1}{z} \ln(\mp 2z) \mp \right. \\ \left. \mp 1/z [Ei(\pm \alpha z) + K_0(\alpha) e^{\pm \alpha z}] \mp \theta(\mp \operatorname{Im} z) \theta(\pm \operatorname{Re} z - 1) \frac{2\pi i}{\sqrt{z^2 - 1}} \right\}, \quad (4)$$

$$a^\pm = [\omega \Omega \mp kc(\Omega^2 + k^2 c^2 - \omega^2)^{1/2}] / (k^2 c^2 - \omega^2). \quad (5)$$

Решение уравнения (3) в длинноволновой области $kc \ll \Omega$ и области низких частот $\omega \ll \Omega$ описывает дисперсию альвеновских мод [7]. Эти моды являются затухающими с декрементом, равным при $2\omega_p^2 \ll \alpha \Omega$

$$\gamma = -(\pi \omega_p^2 / 2kc) \exp(-\alpha \Omega / 2kc).$$

Геликоидальные моды могут существовать только при разных температурах электронов и позитронов. В частности, при $\alpha_e \gg \alpha_i$ и $kc \ll \Omega$, — ω_{0i} , $\ln \alpha_i \ll \omega \ll \Omega$ из (3), (4) находим

$$\omega = k^2 c^2 \Omega / \omega_p^2,$$

$$\gamma = -(\pi/2) \alpha_e \exp(-\alpha_e \Omega / kc).$$

Неустойчивыми могут оказаться только волны с правой круговой поляризацией. Если фазовая скорость таких волн близка к скорости света:

$$\alpha \omega_p^2 \gg |\omega^2 - k^2 c^2|, \quad \alpha \Omega \gg |\omega - kc|,$$

действительная часть дисперсионного уравнения имеет решение

$$\omega = 0.57 \alpha \Omega. \quad (6)$$

При условии $(\omega_p^2 / \alpha) \ll \Omega^2$ мнимая часть комплексной частоты мала и положительна:

$$\gamma = (3\pi\omega_p^2/2a\Omega^2)(0.88)^2 \exp(-0.88)\omega.$$

Это и свидетельствует о раскачке поперечных волн с правой круговой поляризацией на частоте (6).

Интересно отметить, что для значений плотности магнитосферы $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, магнитного поля $\sim 10^{12} \text{ Гс}$ и температур $\alpha \sim 0.1$ частота усиливающихся в плазме волн лежит в радиодиапазоне $\omega \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, что соответствует наблюдаемым частотам для большинства радиопульсаров [1]. Раскачка волн для данных значений параметров происходит с большим инкрементом $\gamma \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Аналогичным путем могут быть рассмотрены волны, распространяющиеся поперек магнитного поля. В этом случае дисперсионные уравнения могут быть представлены в виде

$$1 - \sum \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \int_L \left[1 + \frac{a^2}{u_0^2 - a^2} \right] f_0(u) \frac{du}{u_0} = 0, \quad (7)$$

$$1 - \sum \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \int_L \left[1 + \frac{a^2}{u_0^2 - a^2} \right] f_0(u) \frac{du}{u_0} = 0, \quad (8)$$

$$1 - \sum \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \int_L \left[\frac{1}{u_0} + \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{a^2 - 1}{u_0^2 - a^2} \right) \right] f_0(u) \frac{du}{u_0} = 0, \quad (9)$$

соответственно для волн с продольной поляризацией, с поляризацией, перпендикулярной волновому вектору и магнитному полю, и с поляризацией вдоль магнитного поля. Каждое из дисперсионных уравнений содержит нетривиальную зависимость от частоты и волнового вектора через интеграл

$$J_1(a) \equiv K_1(a) \int_L \frac{a^2}{u_0^2 - a^2} f_0(u) \frac{du}{u_0},$$

который для максвелловского распределения по продольным импульсам и в пределе ультрарелятивистских температур точно так же, как и в интеграле (4) может быть представлен в виде

$$J_1(a) = \frac{a}{2} \left\{ e^{-a\alpha} \left(\frac{\ln(\sqrt{a^2 - 1} - a)}{\sqrt{a^2 - 1}} - \frac{1}{a} [\text{Ei}(a\alpha) + K_0(a) e^{a\alpha} - \ln(-2a)] \right) - e^{a\alpha} \left(\frac{\ln(\sqrt{a^2 - 1} + a)}{\sqrt{a^2 - 1}} + \frac{1}{a} [\text{Ei}(-a\alpha) + K_0(a) e^{-a\alpha} - \ln(2a)] \right) \right\} + i\pi \frac{a}{\sqrt{a^2 - 1}} \theta(-\text{Im } a) \theta(\text{Re } a - 1) e^{-a\alpha}. \quad (10)$$

Дисперсионные уравнения (7)–(9) в этом пределе имеют вид

$$\omega^2 = 2\alpha\omega_p^2 [K_0(\alpha) + J_1(\alpha)], \quad (11)$$

$$\omega^2 = k^2 c^2 + 2\alpha\omega_p^2 [K_0(\alpha) + J_1(\alpha)], \quad (12)$$

$$\omega^2 = k^2 c^2 + 2\alpha\omega_p^2 \left[1 + \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{\alpha^2 - 1}{\alpha^2} J_1(\alpha) \right]. \quad (13)$$

Проанализируем эти уравнения в наиболее важных физических случаях. Для этого заметим, что при $|\alpha a| \ll 1$ (10) можно упростить, так что

$$J_1(\alpha) = \frac{\alpha}{2} \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - 1}} \ln \left(\frac{\sqrt{\alpha^2 - 1} - \alpha}{\sqrt{\alpha^2 - 1} + \alpha} \right) + \frac{i\pi\alpha e^{-\alpha a}}{\sqrt{\alpha^2 - 1}} \theta(-\operatorname{Im} \alpha) \theta(\operatorname{Re} \alpha - 1). \quad (14)$$

Если при этом частота ленгмюровских колебаний больше циклотронной, то $|J(\alpha)| \ll K_0(\alpha)$, и дисперсия таких волн в соответствии с (11) определяется формулой

$$\omega^2 = 2\alpha\omega_p^2 \left[K_0(\alpha) + \frac{b}{2\sqrt{b^2 - 1}} \ln \frac{\sqrt{b^2 - 1} - b}{\sqrt{b^2 - 1} + b} \right], \quad (15)$$

где $b = \Omega(2\alpha\omega_p^2 K_0(\alpha))^{-1/2}$.

Решение (15) соответствует случаю слабых магнитных полей и плотной плазмы

$$\Omega^2/2\alpha\omega_p^2 K_0(\alpha) < 1. \quad (16)$$

Для знака «много меньше» в (16) частота колебаний не зависит от магнитного поля и совпадает с частотой ленгмюровских колебаний в свободной плазме [5].

В том случае, если частота колебаний меньше циклотронной частоты, выражение (10) принимает вид

$$J_1(\alpha) = -\frac{1}{2} \operatorname{Ei}(\alpha a) e^{-\alpha a} - \frac{1}{2} \operatorname{Ei}(-\alpha a) e^{\alpha a} - K_0(\alpha) + i\pi\theta(-\operatorname{Im} \alpha) \theta(\operatorname{Re} \alpha - 1) \exp(-\alpha a). \quad (17)$$

Отсюда и из дисперсионного уравнения для ленгмюровских волн (11) видно, что колебания с малой мнимой частью частоты могут существовать лишь при условии, если либо $|\alpha a| \gg 1$, либо $|\alpha a| \ll 1$. В первом случае решение дисперсионного уравнения (11) не существует. Во втором случае имеем

$$\omega^2 = 2\alpha\omega_p^2 [-\ln(\alpha a) + i3\pi/2],$$

или, отделяя мнимую и действительную части,

$$\omega^2 = 2\alpha\omega_p^2 \ln \frac{\omega}{\alpha\Omega}; \quad \gamma = \frac{\omega}{\ln(\omega/\alpha\Omega)} \frac{3}{2} \pi.$$

Отсюда видно, что колебания в этом случае являются неустойчивыми.

Неустойчивыми оказываются также электромагнитные волны с поляризацией, перпендикулярной магнитному полю и направлению распространения, если частота волн значительно меньше циклотронной α $|\alpha\alpha| \ll 1$. Действительно, для таких волн из (12), (17) находим

$$\omega^2 = k^2 c^2 - 2\alpha\omega_p^2 \ln(\alpha\Omega/\omega),$$

$$\gamma = - \frac{3\pi\alpha\omega_p^2 \ln(\alpha\Omega/\omega)}{2\omega} > 0.$$

Для сильных магнитных полей ($\alpha\Omega \gg \omega$) из дисперсионного уравнения (12) с учетом разложения интегральной показательной функции при больших значениях аргумента [14] находим

$$\omega = kc(1 + 2\omega_p^2/\alpha\Omega^2)^{1/2}.$$

Этой формулой представлена дисперсия альвеновской волны, распространяющейся перпендикулярно магнитному полю в одномерной электрон-позитронной плазме.

Как и для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, дисперсионное уравнение (12) имеет решение на релятивистской циклотронной частоте $\omega \sim kc \sim \alpha\Omega$. Реальная часть уравнения (12) при $|\alpha| \gg 1$ имеет решение $\omega = \alpha\Omega/0.88$, мнимая часть частоты для сильных магнитных полей $\Omega^2 \gg 2\omega_p^2/\alpha$ равна

$$\gamma = 0.88 \pi \omega_p^2 \exp(-0.88)/\Omega.$$

Видно, что снова электромагнитные волны на релятивистской циклотронной частоте оказываются неустойчивыми.

Наконец рассмотрим электромагнитные волны с поляризацией, направленной вдоль магнитного поля (13). Если поле является достаточно слабым $|\alpha| \ll 1$, то $J_1(\alpha) = -1$. Дисперсия таких волн определяется формулой

$$\omega^2 = k^2 c^2 (1 + 2\alpha\omega_p^2/\Omega^2) + 2\alpha\omega_p^2.$$

В сильном поле, $|\alpha\alpha| \gg 1$

$$\omega^2 = k^2 c^2 (1 - 2\omega_p^2/\alpha\Omega^2) + 2\alpha\omega_p^2.$$

Отсюда следует, что при $\alpha\Omega^2 < 2\omega_p^2$ и $|k^2c^2(1 - 2\omega_p^2/\alpha\Omega^2)| > 2\alpha\omega_p^2$ возникает неустойчивость таких волн.

Таким образом, мы исследовали наиболее важные колебательные и неустойчивые моды в электрон-позитронной плазме магнитосферы пульсара.

Волны в релятивистской магнитоактивной плазме рассматривались также и в рамках релятивистской гидродинамики (см., например, [10, 11]). Согласие полученных выше результатов с результатами гидродинамики можно считать удовлетворительными в длинноволновой области спектра, с той лишь особенностью, что в пределе ультрарелятивистских температур релятивистская гидродинамика дает неправильное значение релятивистской плазменной частоты, $(1/4)\omega_p^2\alpha$ вместо $(1/3)\omega_p^2\alpha$. Причина такой расходимости в результатах обсуждена в работе [15] и состоит в отсутствии локального равновесия плазмы во всех системах отсчета при распространении в ней волн.

Московский государственный
университет

PROPAGATION OF WAVES IN ONE — DIMENSIONAL RELATIVISTIC ELECTRON-POSITRON PLASMA

L. S. KYZ'MENKOV, P. A. POLJAKOV

Dispersion formulae and damping decrement for waves in a magneto — active relativistic one — dimensional plasma are found. In particular, relativistic cyclotron waves are discovered.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. L. Ginsburg, V. V. Zheleznyakov, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 13, 511, 1975.
2. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрофизика, 8, 441, 1972.
3. M. A. Rydeman, P. G. Sutherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
4. Л. С. Кузьменков, ДАН СССР, 241, 322, 1978.
5. Л. С. Кузьменков, П. А. Поляков, ЖЭТФ, 82, 139, 1982.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
7. А. Б. Михайловский, Письма АЖ, 5, 604, 1979.
8. Е. В. Суворов, Ю. В. Чулунов, Астрофизика, 11, 305, 1975.
9. О. Г. Онищенко, Препринт ИКИ АН СССР, № 518, 1979.
10. S. Hyn, C. F. Kennel, J. Plasma Phys., 20, 281, 1978.
11. J. Sakai, T. Kawata, Res. Rept. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ., No. 450, 1980.
12. A. Lenard, Ann. Phys. (N. Y.), 10, 390, 1960.
13. R. Nakim, J. Math. Phys., 8, 1315, 1967.
14. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш, Специальные функции, Наука, М., 1968.
15. Л. С. Кузьменков, П. А. Поляков, П. Б. Подосёнов, Вестн. МГУ, сер. 3, физика, астрономия, 23, 12, 1982.

УДК 524.7—355

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОТОКИ В ЛИНИЯХ $H\beta$, $[O III] \lambda 5007$ И $UBVR$ -ВЕЛИЧИНЫ
ДЕСЯТИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

В марте 1982 г. и январе 1983 г. на двухканальном спектрофотометре [1], установленном в кассегреновском фокусе 125-см рефлектора Южной станции ГАИШ, проводились наблюдения галактик Маркаряна с активными ядрами (в основном, типов $Sy 1.5-2$). Все наблюдения выполнены со входной диафрагмой $A = 25''$ и спектральным разрешением 50 Å. В спектральном канале измерялись потоки в линиях $H\beta$ и $[O III] \lambda 5007$, а также в двух участках непрерывного спектра, отстоящих от этих линий на 100 Å. Одновременно с узкополосными проводились и широкополосные $UBVR$ -наблюдения во втором канале, в который поступало около 10% всего потока излучения. Последнее обстоятельство ограничивает точность измерений в полосе U .

Наблюдения галактик сопровождались наблюдениями стандартных звезд. Данные о распределении энергии в их спектрах заимствованы из различных источников, однако все они были приведены к измерениям Хейеса и Лэтема [2] распределения энергии в спектре α Лут. Необходимые данные о стандартных звездах приведены в табл. 1. Атмосферная экстинкция в каждую ночь определялась по наблюдениям стандартных звезд на разных зенитных расстояниях.

Результаты наблюдений 10 галактик Маркаряна приведены в табл. 2, где последовательно даны: название галактики, дата наблюдений с указанием использованного стандарта, исправленное за движение Солнца красное смещение и соответствующие ссылки, сейфертовский тип по классификации Остерброка, потоки в линиях и значения V , $U-B$, $B-V$, $V-R$ (во второй строке приведены соответствующие погрешности), светимости в линиях, вычисленные при $H_0 = 75$ км/с Мпс. Точность определения потока в линии составляет около $20 \cdot 10^{-15}$ эрг/с см². В примечаниях к табл. 2 приведены фотометрические данные, имеющиеся в литературе.

Таблица 1

Звезда	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$	Sp	Литература
HD 46966	6.88	-0.93	-0.04	0.10	B2-O8	[3]
BD +15°2156	7.99	0.12	0.11	0.17	A	[4]
HD 109995	7.69	0.11	0.04	0.14	A0	[4]

Примечание к таблице 2

- Мкп 423 — $F_{\lambda 5007} = (42 \pm 9) \cdot 10^{-15}$ эрг/см² с [9]. $V = 14.29$, $B-V = 0.75$, $U-B = 0.09$. $V-R = 0.79$ ($A = 25''$) [10].
- Мкп 493 — $V = 14.81$, $U-B = -0.20$, $B-V = 0.74$, $V-R = 0.98$ [11]. Наблюдения выполнены на телескопе Цейсс-600 САО АН СССР с электрофотометром со счетом фотонов и входной диафрагмой 28".
- Мкп 622 — $F_{\lambda 5007} = 29 \cdot 10^{-15}$ эрг/см² с [12]. $V = 14.08$, $U-B = 0.22$, $B-V = 0.82$, $V-R = 0.75$ ($A = 25''$) [10]. По нашим данным Маркарян 622 слабее на 0.^m4—0.^m5 в цвете V , чем по наблюдениям Дорошенко и Терезижа в 1979 г.¹
- Мкп 686 — $V = 13.39$, $U-B = 0.27$, $B-V = 0.88$, $V-R = 0.84$: ($A = 29''$) [13]. $V = 13.6$, $U-B = 0.28$, $B-V = 0.95$, $V-R = 0.82$ ($A = 25''$) [10].
- Мкп 715 — $V = 15.95$, $U-B = -0.33$, $B-V = 0.87$. $V-R = 0.98$ ($A = 25''$) [10]. Отметим, что на расстоянии 15" от ядра Маркарян 715 проектируется звезда 14^m—15^m. Возможно, во время наших наблюдений она попадала в диафрагму. В связи с этим мы не приводим $UBVR$ измерений.
- Мкп 720 — $V = 15.10$, $U-B = -0.08$, $B-V = 0.77$, $V-R = 0.86$ ($A = 25''$) [10].
- Мкп 734 — $V = 14.81$, $U-B = -0.65$, $B-V = 0.32$, $V-R = 0.57$ ($A = 25''$) [10].
- Мкп 871 — $V = 14.50$, $U-B = -0.20$, $B-V = 0.70$, $V-R = 0.83$ ($V = 25''$) [10].
- Мкп 991 — Нз имеет слабую эмиссию в центре широкой абсорбционной линии [15].
- Мкп 1058 — $V = 14.72$, $U-B = 0.22$, $B-V = 1.16$, $V-R = 0.81$ ($A = 29''$) [11].

В спектрах двух объектов — Мкп 622 и Мкп 991 — возможно присутствие абсорбционной линии Н_β. Следует отметить также возможность того, что блеск ядра галактики Мкп 622 испытывает колебания со временем.

Fluxes in the Lines H_β, [O III] λ 5007 and UBVR — magnitudes of 10 Markarian Galaxies with Active Nuclea. Fluxes in two lines and $UBVR$ — magnitudes of 10 Markarian Galaxies. mainly of Sy 1.5 — 2 types are given.

18 апреля 1983

Южная станция ГАИШ
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

В. Т. ДОРОШЕНКО
В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ
В. Ю. ТЕРЕБИЖ
А. И. ШАПОВАЛОВА

Объект	Дата, стандарт	z_0 , лите- ратура	Sy	$F_{\lambda} \cdot 10^{15} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$		V
				H β	[O III] λ 5007	σ_V
Mkn 423	24.03.82 BD+15°2156	0.0321 [5]	1.9	32	36	14.17 0.02
Mkn 493	25.03.82 BD+15°2156	0.0319 [5]	1.5	31	22	14.94 0.06
Mkn 622	24.03.82 BD+15°2156	0.0230 [5]	2	—	36	14.59 0.05
Mkn 622	25.03.82 BD+15°2156	0.0230 [5]	2	—	44	14.47 0.03
Mkn 686	24.03.82 BD 109995	0.0144 [5]	2	60	118	13.62 0.01
Mkn 686	25.03.82 BD+15°2156	0.0144 [5]	2	42	122	13.69 0.02
Mkn 715	14.01.83 HD 46966	0.0841 [6]	2.	—	47:	—
Mkn 720	14.01.83 BD+15°2156	0.0454 [6]	?	—	47	15.02 0.04
Mkn 734	25.03.82 BD+15°2156	0.0492 [7]	1.5	109	90	14.71 0.04
Mkn 871	24.03.82 HD 109995	0.0337 [7]	1	54	—	14.61 0.04
Mkn 991	14.01.83 HD 46966	0.0360 [8]	—	—	—	14.32 0.04
Mkn 1058	14.01.83 HD 46966	0.0178 [5]	2	—	52	14.77 0.06

Таблица 2

$U-B$	$B-V$	$V-R$	$L_{\lambda} \cdot 10^{-40}$ врг/с	
σ_{U-B}	σ_{B-V}	σ_{V-R}	H β	[O III] λ 5007
0.14	0.69	0.67	6.2	6.9
0.10	0.03	0.03		
-0.24	0.69	0.96	5.8	4.1
0.21	0.08	0.08		
0.21	0.68	0.78	—	3.6
0.13	0.06	0.06		
—	0.78	0.74	—	4.4
	0.04	0.04		
0.27	0.82	0.94	2.2	4.4
0.05	0.02	0.02		
0.12	0.82	0.97	1.6	4.5
0.07	0.02	0.02		
—	—	—	—	63.1:
—	0.86	0.82	—	18.2
	0.07	0.05		
-0.62	0.28	0.56	50.1	41.7
0.06	0.05	0.07		
-0.07	0.64	0.94	11.2	—
0.14	0.05	0.05		
0.58	0.82	0.80	—	—
0.26	0.05	0.06		
—	1.12	0.74	—	3.0
	0.11	0.09		

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Терезиж, Труды ГАИШ (в печати), 1978.
2. D. S. Hayes, D. W. Latham, Ap. J., 197, 593, 1975.
3. В. Б. Никонов, Г. А. Терез, Изв. Крымской обл., 54, 35, 1976.
4. K. Kodatra, J. L. Greenstein, J. B. Oke, Ap. J., 155, 525, 1968.
5. В. А. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 193, 1980.
6. В. А. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 5, 271, 1979.
7. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 3, 7, 1977.
8. М. А. Аракелян, В. Ф. Есипов, Э. А. Дибай, Астрофизика, 11, 377, 1975.
9. D. E. Osterbrock, Ap. J., 249, 462, 1981.
10. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терезиж, Письма АЖ, 5, 571, 1979.
11. С. И. Неизвестный (частное сообщение), 1983.
12. J. M. Shaver, D. E. Osterbrock, Ap. J., 250, 55, 1982.
13. J. P. Huchra, Ap. J., Suppl. ser., 33, 171, 1977.
14. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терезиж, Астрофизика, 17, 667, 1981.
15. D. E. Osterbrock, M. M. Phillips, P. A. S. P., 89, 251, 1977.

УДК 524.7

О ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В МАРКАРЯН 7

1. Введение. В последние годы все большее внимание астрофизиков привлекают сверхассоциации (СА) или, как их часто называют, «гигантские H II области», впервые описанные в [1]. Эти объекты содержат большое количество звезд ранних спектральных классов в небольшом объеме, указывая тем самым на то, что звездообразование в них произошло сравнительно недавно и, возможно, протекает и сейчас в высоком темпе.

СА входят в состав или физически связаны почти со всеми типами галактик. Однако большинство из них наблюдается в Sc галактиках и галактиках, показывающих ту или иную пекулярность или активность. Нередки случаи, когда галактика состоит из одной лишь СА и не содержит никаких других заметных деталей [2, 3]. Такие галактики часто называют «изолированными H II областями». Это галактики особого рода, состоящие в основном из горячих звезд и диффузной материи.

Нам представляются особенно интересными, наряду с изолированными СА, такие СА или комбинации СА, которые расположены в центральных областях галактик и которые можно считать ядрами последних. Когда в центральной области галактики имеется несколько СА, то можно говорить о расщепленном ядре. Такого рода СА наиболее часто встречаются в галактиках с ультрафиолетовым (УФ) избытком, причем нередко случаи, когда их центральные области целиком состоят из нескольких СА.

В ряде работ (см., например, [4, 5]) рассмотрены и спектрофотометрически исследованы некоторые галактики с УФ-избытком, ядра которых представляются как СА или как ядра сейфертовского типа.

В настоящей заметке приведены новые данные о спектре галактики Маркарян 7, которая по своим морфологическим особенностям очень похожа на своего соседа Маркарян 8. Обе они (Марк. 7 = V II Zw 153, Марк. 8 = VII Zw 156) относятся к типу галактик с УФ-избытком, центральные области которых состоят из нескольких ярких СА, придающих им необычную структуру. Каждая из них состоит из двух полосок, расположенных под углом друг к другу, причем одними концами эти полоски почти соприкасаются, образуя таким образом структуру, внешне похожую на римскую цифру V. Каждая из полосок в свою очередь состоит из отдельных ярких сгущений — СА.

Такое сильное морфологическое сходство позволило одному из авторов заметки еще в 1979 г. высказать предположение о том, что и спектроскопически эти галактики должны быть похожи [6]. Приведенные ниже данные подтверждают это предположение.

2. *Наблюдательный материал и результаты.* Спектры Марк. 7 получены на БТА-6м на спектрографе СП-160 с ЭОП, с дисперсией около 65 Å/мм. Всего получено 12 спектрограмм в области от 3700 до примерно 7000 Å при двух положениях щели спектрографа: вдоль западной и восточной полосок. Это дало возможность получить картину лучевых скоростей практически по всей галактике.

Спектры обеих полосок имеют примерно одинаковый вид: сгущения — СА проявляют себя как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях, но в некоторых случаях эмиссионные линии не сопровождаются заметным непрерывным спектром. В спектрах хорошо видны линии [S II] λ 6717/31, [N II] λ 6548/84, H_α, N₁, N₂, H_β, H_γ и [O II] λ 3727. Интенсивность континуума и линий вдоль высоты щели сильно меняется. Для иллюстрации на рис. 1а и б приведены записи линии H_α вдоль щели для западной (две записи по двум различным спектрограммам) полосок (три записи по трем различным спектрограммам) соответственно. Хорошо видно очень неоднородное распределение яркости в H_α вдоль полосок, причем отчетливо выделяются максимумы, соответствующие отдельным сгущениям.

С другой стороны, по измерениям длины волны этой наиболее яркой линии в спектре построена кривая вращения вдоль обеих полосок. Такой подход к построению поля скоростей галактики без определенного центра симметрии оправдан на примере Марк. 8 [7], в которой выявлены независимые кинематические особенности полосок: они показывают эффект вращения в разных плоскостях.

При построении «кривой вращения» Марк. 7 использованы две спектрограммы, для западной полоски и три — для восточной (см. рис. 1а и б). Измерения производились на «Аскорекорде» САО АН СССР и обрабатывались по программе, изложенной в [8]. Контроль редукции искажений осуществлялся по линиям неба [O I] $\lambda\lambda$ 6300/64, причем ошибка лучевых скоростей по высоте щели укладывалась в интервал $\pm 20 \div 40$ км/с. На рис. 1с и d приведены полученные таким образом «кривые вращения» полосок, совмещенные по оси абсцисс с изображенной выше структурой линии H_{α} . Регистрация полосок производилась с южного конца к северу, как это показано на рисунке. Масштаб в угловых секундах.

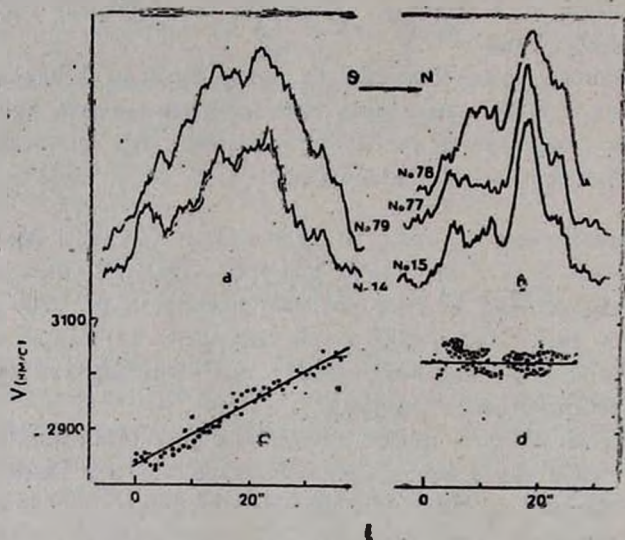


Рис. 1. 1. Регистрограммы линии H_{α} вдоль щели спектрографа: а) по двум спектрам (№ 14 и 79) западной полоски; б) по трем спектрам (№ 15, 77, 78) восточной полоски. 2. Кривые вращения западной (с) и восточной (d) полосок по измерениям линии H_{α} . Регистрограмма и кривая вращения совмещены по оси абсцисс, нули соответствуют крайним южным областям полосок.

3. *Заключение.* Как видно из рис. 1с и d, кинематические особенности западной и восточной полосок у Марк. 7 различны. Если западная полоска показывает почти твердотельное вращение с разницей лучевых скоростей для ее концов около 180 км/с (на протяжении примерно $35''$ или 7.1 кпс), то восточная не показывает заметного эффекта вращения относительно нас по всей своей длине (порядка $25''$ или 5.1 кпс). Примечательно, однако, что, как и у Марк. 8, в области, где полоски соприкасаются, т. е. в вершине «V», лучевые скорости обеих полосок одинаковы и составляют примерно 3000 км/с. Этот факт является весьма существенным: сла-

бое сгущение в вершине «V» по своим кинематическим свойствам в равной мере может быть отнесено как к западной, так и к восточной полоске, что говорит в пользу физической общности обеих полосок. Отсюда приходим к выводу, что Марк. 7 (как и Марк. 8) скорее является единой галактикой со сложной кинематической структурой, чем тесной парой галактик.

Динамика полученной картины «поля скоростей» для Марк. 7 (как и для Марк. 8) не совсем ясна. Можно предположить, например, что восточная полоска, включая слабое сгущение при вершине «V», является осью вращения галактики. В этом случае две западные СА окажутся наиболее яркими и выдающимися деталями галактики. Их лучевые скорости могут дать представление о скорости вращения этих сгущений вокруг оси, причем чем дальше от последней находится сгущение, тем меньше его скорость вращения.

Если же предположить, что наблюдаемые в Марк. 7 сгущения — СА возникли вследствие фрагментации сверхплотного «ядра», находящегося в области пересечения полосок, т. е. в вершине «V», то поле скоростей можно объяснить двумя выбросами из этого «ядра»: один в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения, дающий начало восточной полоске и другой, направленный в сторону Солнца и образующий западную полоску.

Таким образом, можно заключить, что Марк. 7 и 8 как по морфологической структуре, так и по своим спектральным характеристикам очень похожи друг на друга: обе галактики состоят из ряда сгущений, образующих форму, напоминающую римскую цифру «V»; все сгущения имеют эмиссионный спектр, часто сопровождающийся заметным непрерывным спектром; сгущения образуют две полоски, показывающие индивидуальные кинематические характеристики.

Результаты более детального спектрофотометрического исследования Марк. 7 будут опубликованы в ближайшее время.

Radial Velocity Field of Markarian 7. The results of detail spectroscopy of Mark 7 fulfilled by means of 6 m telescope are presented. Although the east and west parts of the galaxy have different kinematic properties, the area where both parts come into contact have the same radial velocity. It is concluded that Mark 7 is a single rather than a double galaxy.

19 апреля 1983

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Н. БУРЕНКОВ
Э. Е. ХАЧИКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искуслярян, Р. К. Шахбазян, К. А. Спакян, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 3, 1963.
2. L. Searle, W. L. W. Sargent, Ap. J., 173, 25, 1972.
3. Г. Арп, Дж. Айджман, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 10, 7, 1974.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 373, 1979.
5. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 13, 415, 1977.
6. E. Ye. Khachikyan, Stars and Stellar Systems, Uppsala, 1979, p. 107.
7. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 8, 529, 1972.
8. В. Л. Афанасьев, Астрофизические исследования (Сообщ. САО АН СССР), 11, 51, 1979.

УДК 524.6—77

ВСПЫШКА РАДИОЛИНИИ H_2O В W 49

Вспышка излучения мазерной радиолитии H_2O на волне 1.35 см в источнике W 49 впервые была обнаружена в 1971 г. [1]. Профиль радиолитии H_2O в W 49 состоит из мнстотисленных деталей, которые охватывают достаточно широкий диапазон лучевых скоростей (-250 км/с $\div +250$ км/с).

В настоящей заметке приведены результаты наблюдений литии H_2O в источнике W 49, выполненных на радиотелескопе РАТАН-600 за период с мая 1981 г. по декабрь 1982 г. Наблюдения проводились на южном секторе радиотелескопа с перископическим отражателем. Ширина диаграммы направленности антенны на волне 1.35 см составляет $10'' \times 7''$, эффективная площадь при наших наблюдениях была ~ 240 м². Шумовая температура всей приемной системы (двухкаскадный волноводный отражательный мазер на входе), в зависимости от наблюдаемой области и влажности атмосферы, составляет $200 \div 250$ К. Средний квадрат флуктуаций в спектральных каналах составляет ~ 1.6 К [2]. Спектралитизатор, имеющий 39 каналов шириной 30 кГц (0.4 км/с), позволяет проводить анализ в полосе 1.2 МГц (16 км/с). Метод наблюдений и характеристики спектрометрического комплекса радиотелескопа РАТАН-600 приведены в [3, 4]. Для калибровки антенны по потоку в качестве опорных источников наблюдались Юпитер и галактические источники G 12.80—0.20, DR 21. Погрешность определения потока равна 25%. С мая 1981 г. по декабрь 1982 г. было проведено пять серий наблюдений W 49 и опорных источников. Коррекция за атмосферное поглощение не проводилась.

Профиль литии H_2O источника W 49 изображен на рис. 1. Значения антенной температуры (T_A) плотности потока (F) и полуширины (ΔV) отдельных деталей (V_{LSR} — скорость относительно местного стандарта покоя) профиля приведены в табл. 1. Эти параметры за 30 мая 1981 г. при-

ведены в [3]. Все наблюдаемые в мае 1981 г. компоненты профиля линии хорошо отождествляются с ближайшими по времени компонентами профилей других наблюдений [5, 6].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ЛИНИИ H₂O В W 49

V_{LSR} (км/с)	T_a (K)	F 10 ³ (Ян)	ΔV (км/с)	Дата
+ 4.0	350	4.5	0.6	9.12.1981 г.
+ 5.1	260	3.3	0.4	
+ 8.0	490	6.3	0.6	
+10.3	2350	30.2	1.2	
+11.9	2150	27.6	1.3	
+14.9	3350	43.0	0.7	
+16.9	250	3.2	0.5	
+ 4.0	150	1.9	0.4	16.04.1982 г.
+ 4.9	600	7.5	0.8	
+ 8.3	220	2.8	0.6	
+ 8.8	230	2.9	0.7	
+10.3	600	7.5	0.8	
+11.3	360	4.5	0.8	
+14.0	880	11.0	1.5	
+16.4	2100	26.3	1.0	
+17.5	1790	22.5	1.2	
+ 7.6	2340	20.8	0.9	
+ 9.1	1350	12.0	0.7	1.06.1982 г.
+10.3	2700	24.0	1.2	
+11.5	3300	29.4	1.0	
+12.6	1950	17.4	0.8	
+14.4	1500	13.3	0.6	
+15.8	2350	20.9	0.8	
+16.8	2750	24.5	0.8	
+18.6	700	6.2	0.6	
+19.4	450	4.0	0.4	
+22.3	200	1.8	0.5	
+ 7.7	260	3.1	0.4	2.12.1982 г.
+10.3	2700	32.4	1.2	
+13.0	1550	18.6	1.0	
+14.4	2000	24.0	0.8	
+16.6	700	8.4	0.9	
+19.9	220	2.6	0.5	

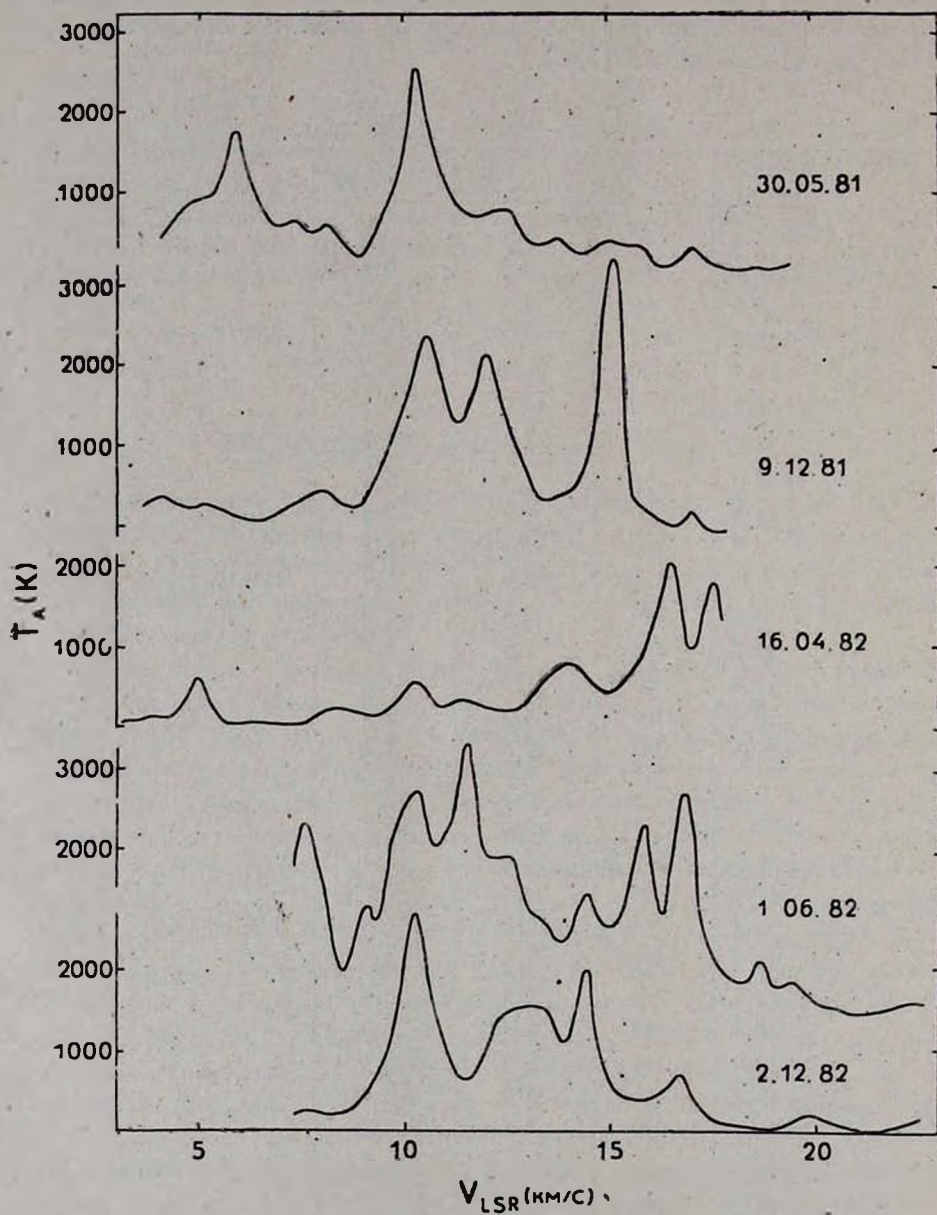


Рис. 1. Профиль радиолнии H_2O в источнике W 49. Справа — дата наблюдения.

Из рис. 1 видно, что в интервале май—декабрь 1981 г. в источнике произошла вспышка излучения линии H_2O на лучевых скоростях $+11.9$ км/с и $+14.9$ км/с. Далее, в течение нескольких месяцев, всплывшая активность начала проявляться и на других скоростях, вследствие чего профиль линии изменился. Деталь $+10.3$ км/с присутствует на всех профилях (поток этой детали в апреле 1982 г. резко упал). Присутствие других деталей на всех профилях не просматривается. Так, например, компоненты $+11.9$ км/с и $+14.9$ км/с, всплывшие в промежутке май—декабрь 1981 г. на других профилях не видны. В апреле 1982 г. в спектре доминировали детали $+16.5$ км/с и $+17.5$ км/с. В начале июня 1982 г. в спектре снова преобладал компонент $+10.3$ км/с.

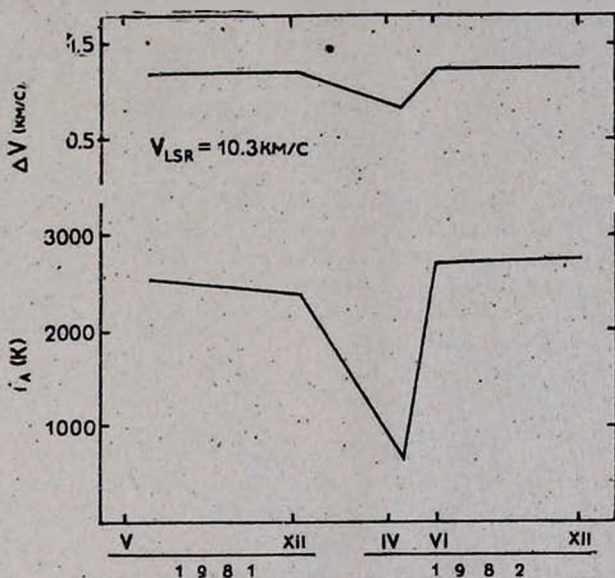


Рис. 2. Изменение полуширины и антенной температуры детали $+10.3$ км/с с мая 1981 г. по декабрь 1982 г.

На рис. 2 приведено изменение антенной температуры излучения и полуширины детали $+10.3$ км/с за весь период наблюдений. Видно, что в апреле 1981 г. одновременно с падением излучения линия сузилась. Следует отметить, что в период наблюдений W 49 обнаруживалось также изменение лучевой скорости отдельных деталей профиля в пределах 0.3 км/с. В этот же период нами проводились наблюдения также и других источников излучения H_2O (Орион А, W 3 (ОН), W 51 и др.) [7], но у них подобное изменение лучевых скоростей не наблюдалось. Поэтому для подробного исследования этих изменений необходимы повторные наблюдения W 49 с более высоким спектральным разрешением.

Вспышка линии H_2O в W 49 уникальна тем, что она проявляется сразу на нескольких лучевых скоростях. Подобное явление, насколько нам известно, у других источников H_2O не наблюдалось.

A Flare of Radio Line Emission H_2O in W 49. The profiles of powerful H_2O radio line emission at 1.35 τ cm wavelength obtained in May 1981—December 1982 on the RATAN-600 radio telescope are given.

7 июня 1983

Институт радиофизики и электроники
АН Арм. ССР
Специальная астрофизическая обсерватория
АН СССР
Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Арм. ССР

Л. Э. АБРАМЯН,
А. П. ВЕНГЕР,
И. В. ГОСАЧИНСКИЙ,
Р. А. КАНДАЛЯН,
Р. М. МАРТИРОСЯН,
В. А. САНАМЯН,
Н. А. ЮДАЕВА

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Sullivan III, Ap. J. Suppl. ser., 25, 393, 1973.
2. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, В. М. Грачев, Т. М. Егорова, Г. Н. Ильин, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Н. Г. Погосян, Н. Ф. Рыжков, В. А. Санамян, Астрофиз. исслед. (Изв. САО) (в печати) 1983.
3. А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Т. М. Егорова, Г. Н. Ильин, Р. А. Кандалян, Н. А. Юдаева, Письма АЖ, 7, 677, 1981.
4. А. П. Венгер, В. Г. Грачев, Т. М. Егорова, С. Р. Желенков, Г. Н. Ильин, Н. П. Комар, Е. Н. Курочкина, В. Г. Мозилева, В. А. Прозоров, Н. Ф. Рыжков, Сообщ. САО, 35, 5, 1982.
5. Л. И. Матвеевко, Р. Л. Козан, Л. С. Чесалин, В. И. Костенко, А. Х. Папаценко, Г. А. Копелянский, И. Г. Моисеев, Р. Л. Сороченко, Письма АЖ, 6, 622, 1980.
6. L. T. Little, G. J. White, P. W. Rile, M. N. RAS, 180, 639, 1977.
7. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева (в подготовке к печати).

УДК 524.77

ОБ ОДНОЙ СИСТЕМЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКОГО ТИПА

При просмотре негативов, полученных в Азиаго, наше внимание привлекла группа галактик, расположенная к западу и к югу от галактики NGC 2675. Негатив, на котором наблюдается группа, имеет очень хорошее качество изображения. Он получен на 182-сантиметровом телескопе на пластинках Kodak 103a—О с экспозицией 90 минут.

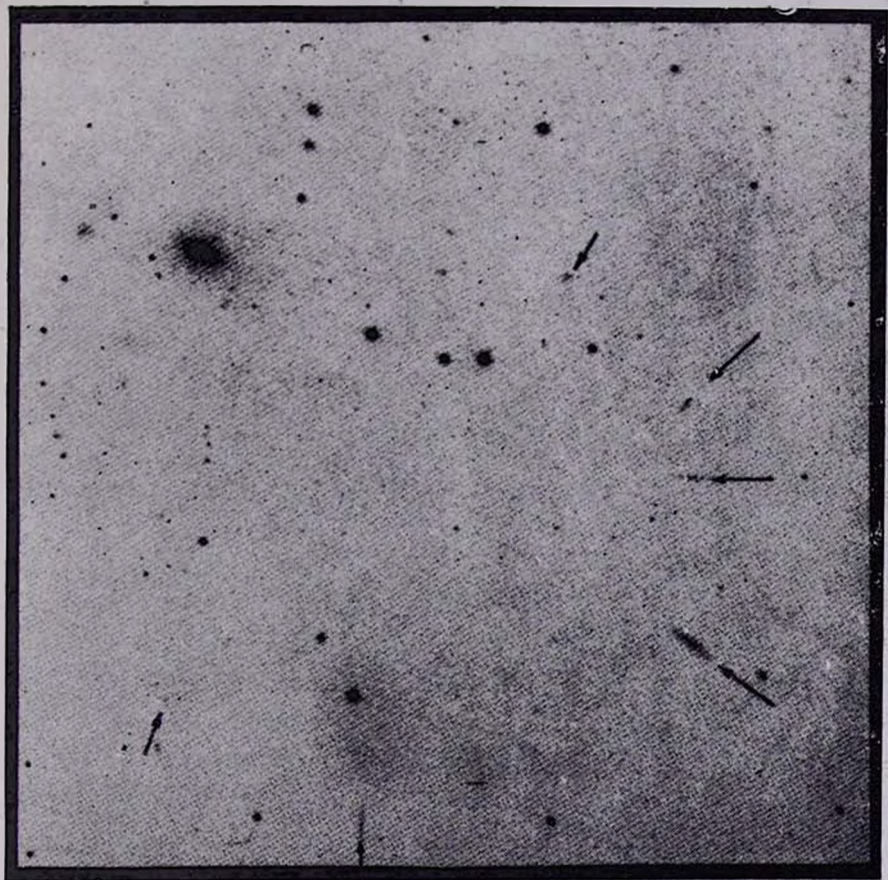


Рис. 1. Группа из спиральных галактик, расположенных периферической структурой. Снимок получен в синем цвете. Масштаб репродукции 1 мм = 4."5. Север сверху, восток слева.

К ст. Л. Розино, Р. К. Шахбазян

Группа состоит из 9—10 спиральных галактик 18—19 видимой звездной величины, наблюдаемых с ребра и расположенных в проекции на небесную сферу широким полукругом радиусом в пять минут дуги. Почти все члены группы — спиральные галактики поздних морфологических типов. Все они имеют низкие поверхностные яркости и слабые, едва заметные или почти незаметные ядра. Особенно интересна ориентация галактик области. Изображения наиболее ярких галактик вытянуты в сторону центральной пустой полости системы.

Составляют ли рассмотренные галактики единую плоскую динамическую систему периферического строения, в которой моменты вращения расположены в основной плоскости системы перпендикулярно к направлению на центральную пустую ее полость, или это объекты, случайно проектирующиеся соответствующим образом на рассматриваемый участок неба? Возможно, более детальное спектральное изучение галактик группы прольет свет на природу и динамику этой интересной, на наш взгляд, системы.

About one Group of Peripheral Type. The description of a group of spiral galaxies having a peripheral structure is given. The images of the brightest galaxies are greatly stretched and directed toward the empty central region of the system.

7 июня 1983

Астрофизическая обсерватория
Азиаго
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. РОЗИНО

Р. К. ШАХБАЗЯН

УДК 524.3.6

СИНХРОННЫЕ UVV-НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ UV КИТА

Для изучения физической природы звездных вспышек весьма эффективны их синхронные электрофотометрические наблюдения одновременно в трех, U , B и V областях спектра. Они дают представление как о цветах $(U - B)_+$ и $(B - V)_+$ вспышечного излучения и об их изменениях в период вспышки, так и о структуре кривых блеска звездных вспышек в разных областях спектра.

Настоящие фотovoltaические UVV-наблюдения вспышек UV Кита являются продолжением уже опубликованных [1, 2]. Наблюдения были

РЕЗУЛЬТАТЫ СИНХРОННЫХ UVB-НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫШЕК
ЗВЕЗДЫ UV КИТА

№	Дата	Максимум вспышки (UT)	t_n	t_o	ΔU	ΔB	ΔV	$(U-B)_+$	$(B-V)_+$
1	24.09.1982	21 ^h 54 ^m 23 ^s	6.9	23.0	1.82	—	—	—	—
2		22 38 02	4.6	71.5	2.54	—	0 ^m 28	—	—
3		22 43 18	4.6	23.0	1.82	—	—	—	—
4		22 55 11	2.3	29.9	2.02	—	—	—	—
5		23 34 30	30.0	120.0	2.10	0 ^m 58	0.32	-0 ^m 90	+1 ^m 05
6		23 38 18	2.3	23.0	1.45	—	—	—	—
7	25.09.1982	21 20 52	2.3	23.0	4.47	—	—	—	—
8a		21 39 11	6.9	46.0	2.56	0.64	0.24	-1.30	+0.60
8b		21 40 07	2.3	60.0	2.63	0.60	0.19	-1.50	+0.40
9		22 09 11	4.6	23.0	1.53	0.24	0.15	-1.40	—
10		22 33 11	13.8	30.0	1.67	—	—	—	—
11		23 11 16	9.2	30.0	1.72	0.49	0	-0.70	—
12	26.09.1982	21 02 11	2.3	30.0	2.05	—	—	—	—
13		21 06 07	4.6	120.0	1.10	—	—	—	—
14		21 43 11	4.6	55.0	2.22	0.64	0.24	-0.90	+0.60
15		22 34 11	4.6	23.0	2.08	—	—	—	—
16		22 40 18	32.3	71.5	1.96	0.32	—	-1.50	—
17		23 07 16	4.6	23.0	—	0.20	—	—	—
18	27.09.1982	20 15 16	13.8	120.0	1.70	0.33	0.05	-1.20	—
19		20 21 49	4.6	200.0	1.51	0.36	0.26	-0.80	+1.40
20		20 55 41	2.3	23.0	1.66	—	—	—	—
21		21 05 44	2.3	27.6	1.45	0.13	0.08	—	—
22		22 11 26	2.3	23.0	1.89	—	—	—	—
23		22 16 44	2.3	66.9	2.29	—	—	—	—
24		22 59 11	6.9	46.0	2.90	1.16	—	-0.70	—
25		23 04 00	4.6	120.0	2.93	1.15	0.46	-0.80	+0.50
26		23 10 16	4.6	46.0	4.36	—	—	—	—
27		23 21 16	2.3	23.0	2.10	0.66	0.34	-0.70	+1.00

выполнены в сентябре 1982 г., как и прежде, с тремя телескопами, установленными в Майданакской станции Ташкентского астрономического института АН Узб. ССР. Использувавшиеся три комплекта аппаратуры, работавшие в режиме счета импульсов, обеспечивали синхронность с точностью до 0.001 с. Время интегрирования света звезд для получения каждой точки кривой блеска составляло 2.0 с, а интервал между последовательными двумя экпозициями — 0.4 с.

За 23.5 часа эффективного времени наблюдений зарегистрировано 28 вспышек, 11 из которых были доступны для всех трех (*UBV*) областей спектра.

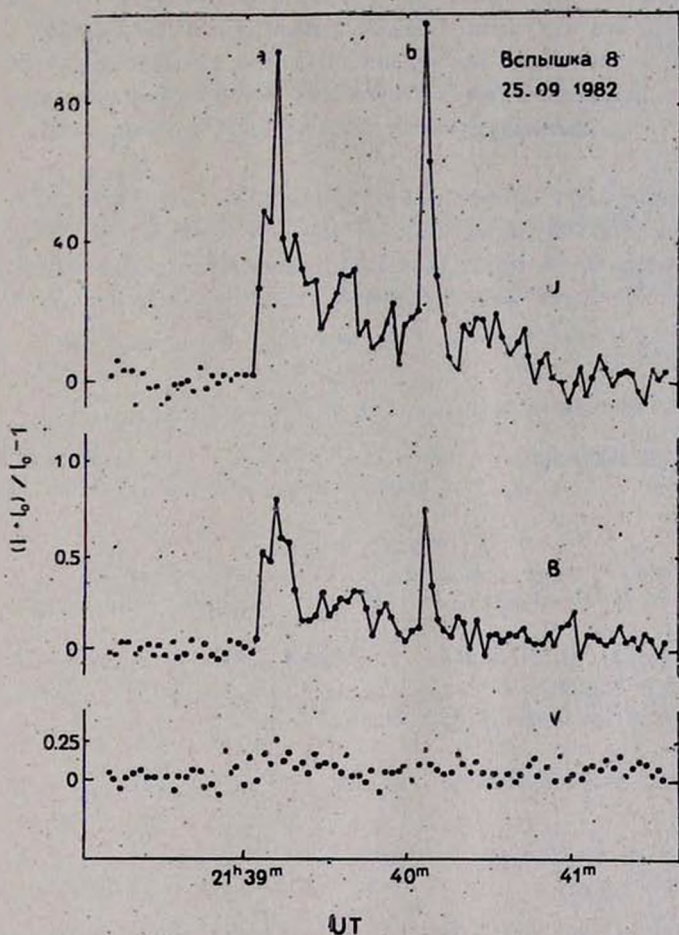


Рис. 1 — Кривые блеска вспышек № 8a и 8b, зарегистрированные одновременно в *U*, *B*, *V* полосах спектра. По оси абсцисс отложено мировое время (*UT*), а по оси ординат — величина $(I_+ + I_0)/I_0 - 1$, где I_+ — интенсивность вспышечного излучения, а I_0 — интенсивность излучения звезды в нормальном состоянии.

В табл. 1 приводятся результаты этих наблюдений, где в соответствующих столбцах указаны: порядковый номер вспышки, дата наблюдений, момент максимума вспышки по *UT*, время возгорания (t_*) и время спада вспышки (t_0) в секундах, амплитуды ΔU , ΔB и ΔV в момент макси-

ума блеска и цвета вспышечного излучения $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$, вычисленные по формулам [3], преобразованным для амплитуд.

В качестве примера на рис. 1 приводятся кривые блеска вспышек № 8a и 8b, зарегистрированных одновременно в U , B и V -лучах.

Данные табл. 1 подтверждают результаты работ [1, 2], свидетельствующие о том, что излучение звезды в период вспышки существенно сильнее. Добавим, что в табл. 1 приведены значения собственных цветов вспышечного излучения лишь для тех вспышек, у которых амплитуда равна или больше 5σ (σ — среднеквадратичная ошибка одного измерения).

Synchronous UBV-observations of the UV Ceti Flares. The results of synchronous UBV-observations of the UV Ceti flares made in September 1982 with three telescopes simultaneously are presented. During the 23.5 hours 28 flares were detected, some of them in all U , B , V .

3 мая 1983

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ташкентский астрономический
институт

Н. Д. МЕЛИКЯН,
Н. Н. КИЛЯЧКОВ,
В. Н. ИГОЛКИН

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Киячков, Н. Д. Меликян, А. В. Мирзоян, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, 15, 423, 1979.
2. N. D. Melikyan, N. N. Kiljachkov, V. S. Shevchenko, O. I. Stalbovsky, I. Janakavics, *IBVS*, No. 2038, 1981.
3. А. В. Мирзоян, *Астрофизика*, 2, 121, 1966.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА». ТОМ 19, 1983 ГОД.

<i>Абрамян Л. Э., Венгер А. П., Госачинский И. В., Кандалян Р. А., Мартиросян Р. М., Самаян В. А., Юдаева Н. А.</i> Вспышка радиолинии H_2O в W 49 .	830
<i>Азаронян Ф. А., Кириллов-Узрюмов В. Г., Котов Ю. Д.</i> Позитроны в составе космических лучей и связанное с ними галактическое гамма-излучение .	139
<i>Азаронян Ф. А., Атоян А. М., Нагапетян А. М.</i> Фоторождение электронно-позитронных пар в компактных рентгеновских источниках .	323
<i>Азекян Т. А., Аносова Ж. П., Орлов В. В.</i> Время распада тройных систем .	111
<i>Акопян А. А., Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О корреляции ультрафиолетового излучения с содержанием технеция в Миридах .	273
<i>Амбарян В. В. (см. Мирзоян Л. В.)</i> .	725
<i>Андреасян Н. К.</i> Спектрофотометрическое исследование нерегулярной галактики NGC 2814 .	45
<i>Андреасян Н. К. (см. Хачикян Э. Е.)</i> .	575
<i>Андреасян Р. Р.</i> О конфигурации радиогалактик .	441
<i>Аносова Ж. П. (см. Азекян Т. А.)</i> .	111
<i>Антонов В. А.</i> «Д. Михалас, Дж. Бини. Галактическая астрономия (Структура и кинематика)» .	595
<i>Антонов В. А., Нуриддинов С. Н.</i> Простая звездно-динамическая модель кольцевой структуры и ее устойчивость .	547
<i>Аракелян М. А.</i> К статистике морфологических типов одиночных галактик и компонентов пар .	665
<i>Аракелян М. А.</i> Распределение видимых величин и светимостей двойных галактик .	673
<i>Артюх В. С., Озанин М. А.</i> Исследование радиоизлучения галактик Бюранской классификации на частоте 102 МГц .	655
<i>Арутюнян Г. Г. (см. Григорян Л. Ш.)</i> .	380
<i>Атоян А. М. (см. Азаронян Ф. А.)</i> .	323
<i>Балинская И. С. (см. Проник В. И.)</i> .	17

Барышев Ю. В. Кинематические модели мощных радиогалактик и статистика протяженных компонентов	461
Бёрнзен Ф. (см. Каллозян А. Т.)	403
Бисноватый-Козан Г. С. Эллиптические звездные диски: равновесные решения при наличии гало и в парах	65
Бисноватый-Козан Г. С. Дважды уравновешенные эллиптические звездные диски в двойных системах	377
Боярчук А. А. (см. Любимков Л. С.)	683
Боярчук М. Е., Шаврина А. В., Яковкина Л. А. Содержание лития в атмосферах М-гигантов с учетом молекулярного поглощения	265
Брайн де А. Г. (см. Малумян В. Г.)	373
Брутян Г. А. (см. Мирзоян Л. В.)	725
Буренков А. Н., Петросян А. Р., Хачикян Э. Е. Спектральное исследование галактики Маркарян 201	393
Буренков А. Н., Хачикян Э. Е. О поле скоростей в Маркарян 7	826
Вальц И. Е., Комберг Б. В. Попытка отождествления с малыми красными смещениями линий поглощения в спектрах квазизвездных объектов	449
Варданян Р. А. Об одной особенности кометарных туманностей	579
Варданян Р. А., Ерицян М. А. Поляриметрическое исследование звезд фона области Т и RY Тельца	719
Венгер А. П. (см. Абрамян Л. Э.)	830
Винято А. (см. Каллозян А. Т.)	183
Волков Е. В., Иванов Л. Н. О выпадении на галактику газа из скопления	91
Вошинников Н. В. Поляризационные наблюдения туманности М 20 с фильтрами	127
Вошинников Н. В., Ильин В. Б. Планковские средние сечения лучевого давления для несферических пылинок. II	347
Гатен-Торн В. А., Марченко С. Г., Смахачева Р. И., Яковлева В. А. В2 1101+38 (Марк. 421): Поляризационное и фотометрическое поведение пекулярной галактики NGC 2685	199
Гатен-Торн В. А., Попов И. И., Яковлева В. А. Фотометрическое изучение пекулярной галактики NGC 2685	599
Гедалиш М. Э., Мачабели Г. З. Распространение косых волн в релятивистской электронно-позитронной плазме	153
Гончарова Р. И., Ковальчук Г. У., Пузач А. Ф. Циклические колебания блеска R CrB и их связь с неперiodическими ослаблениями яркости	279
Горбачук В. Г. О возможной интерпретации «сверхсветовых» скоростей движений в радиогалактиках	257

<i>Горбачук В. Г., Сербин В. М.</i> Перенос углового момента в галактическом диске при взаимодействии облаков межзвездного газа	79
<i>Госачинский И. В.</i> (см. <i>Абрамян Л. Э.</i>)	830
<i>Грачев С. И.</i> «А. Андерхил, В. Доазан. В-звезды с эмиссионными линиями и без них»	387
<i>Григорян Л. Ш.</i> К уравнению состояния вырожденного звездного вещества	177
<i>Григорян Л. Ш., Арутюнян Г. Г.</i> Модели вырожденных звездных конфигураций	380
<i>Губерман Ш. А., Дорошкевич А. Г., Коток Э. В., Шандарин С. Ф.</i> Геометрический анализ каталогов галактик	97
<i>Гюльбудалян А. Л.</i> О группировках В-звезд в Корме	578
<i>Гюльбудалян А. Л.</i> Широкие системы типа Трапеции	747
<i>Даниелян Э. Х.</i> К теории изотропного рассеяния излучения в однородной плоскопараллельной среде	335
<i>Даниелян Э. Х.</i> К теории анизотропного рассеяния излучения. Явное выражение для резольвентной функции	711
<i>Денисюк Э. К., Липовецкий В. А.</i> Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. III	229
<i>Дервиз Т. Е.</i> Светимости и другие характеристики звезд с широкими линиями H I в скоплении туманности Ориона	119
<i>Дорошенко В. Т., Тербиж В. Ю.</i> Узкополосная фотометрия нормальных и сейфертовских галактик	5
<i>Дорошенко В. Т., Липовецкий В. А., Тербиж В. Ю., Шаповалова А. И.</i> Поток в линиях H γ , [O III] λ 5007 и UBVR-величины десяти галактик Маркаряна с активными ядрами	823
<i>Дорошкевич А. Г.</i> (см. <i>Губерман Ш. А.</i>)	97
<i>Егизарян А. А.</i> Морфологическое исследование галактик с ультрафиолетовым избытком	631
<i>Елизян А. Г.</i> (см. <i>Калозян А. Т.</i>)	183
<i>Егоренков В. Д., Ломинадзе Д. Г., Мамрадзе П. Г.</i> О пучковой неустойчивости плазмы в магнитосфере пульсаров	753
<i>Ерицян М. А.</i> (см. <i>Варданян Р. А.</i>)	719
<i>Иванов Л. Н.</i> О причинах разделения вспышек звезд типа U Близнецов на два вида и механизме возникновения сверхгорбов	291
<i>Иванов Л. Н.</i> (см. <i>Волков Е. В.</i>)	91
<i>Иголкин В. Н.</i> (см. <i>Меликян Н. Д.</i>)	835
<i>Ильин В. Б.</i> Планковские средние сечения лучевого давления для несферических пылинки. II.	347

Казарян М. А., Казарян Э. С. Новые галактики с UV-избытком. V.	213
Казарян М. А. Новая галактика типа Сейферта	411
Казарян Э. С. (см. Казарян М. А.)	213
Каллозлян А. Т., Еликян А. Г., Нанни Д., Тревезе Д., Винято А. Двухцветная фотометрия скоплений галактик. I. A 1185	183
Каллозлян А. Т., Бёрнсен Ф. Четырехцветная фотометрия спиральных галактик. Сравнение с галактиками Маркаряна	403
Кандалян Р. А. (см. Малумян В. Г.)	375
Кандалян Р. А. (см. Самаян В. А.)	429
Кандалян Р. А. (см. Абрамян Л. Э.)	830
Караченцев И. Д. (см. Караченцева В. Е.)	613
Караченцева В. Е., Караченцев И. Д. Лучевые скорости и вириальные массы нескольких изолированных триплетов галактик	613
Катынцева Н. А. Относительные интенсивности водородных линий в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик	55
Ксельнер С. Р., Шицовцева Е. С. Обратное комптоновское отражение от ионизованной нерелятивистской плазмы	803
Килячков Н. Н. (см. Меликян Н. Д.)	835
Кириллов-Узрюмов В. Г. (см. Азаронян Ф. А.)	139
Ковальчук Г. У. (см. Гончарова Р. И.)	279
Когошвили Н. Г. О неоднородности данных в каталоге МКГ, обусловленной непостоянством условий наблюдений	584
Козырев С. М. Устойчивость нерелятивистских звездных конфигураций в теории Йордана, Бранса-Дикке	592
Колесник И. Г., Юревич Л. В. Определение расстояний до межзвездных облаков по линиям поглощения OH	761
Комберг Б. В. (см. Вальц И. Е.)	449
Коровяковская А. А. Исследование морфологических особенностей шести взаимодействующих галактик. I.	419
Котов Ю. Д. (см. Азаронян Ф. А.)	139
Коток Э. В. (см. Губерман Ш. А.)	97
Крицук А. Г. Динамика выметания межзвездных облаков из вращающейся галактики при движении ее в межгалактической среде	471
Кроль В. А. К теории рентгеновского излучения от протяженного галактического источника Monopole ring в созвездии Единорога	483
Кузьменков Л. С., Поляков П. А. Распространение волн в релятивистской одномерной электрон-позитронной плазме	815

Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	29
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	221
Липовецкий В. А. (см. Денисюк Э. К.)	229
Липовецкий В. А. (см. Дорошенко В. Т.)	823
Лозвиненко Е. Л., Щекинов Ю. А. Оболочечные зоны Н II	559
Ломинадзе Д. Г. (см. Егоренков В. Д.)	753
Любимков Л. С., Саванов И. С. Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Ат-звезд	505
Любимков Л. С., Боярчик А. А. Влияние отклонений от ЛТР на определение микротурбулентности в атмосферных сверхгигантах класса F	683
Магакян Т. Ю. О природе GL Тельца	371
Малов И. Ф. Энергии излучающих электронов и углы между осью вращения и магнитным диполем в пульсарах	161
Малов И. Ф. О структуре магнитного поля в пульсарах	315
Малумян В. Г. Спектры радиоизлучения и Бюраканская классификация галактик	251
Малумян В. Г., де Брайн А. Г., Кандалян Р. А. Наблюдения трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц с помощью радиотелескопа апертурного синтеза в Вестерборке	375
Мамрадзе П. Г. (см. Егоренков В. Д.)	753
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I. Квазизвездные и сейфертовские объекты	29
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Спектры галактик с УФ-континуумом. III	221
Маркарян Б. Е., Степанян Дж. А. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I	639
Марочник Л. С. Особенности положения Солнца в Галактике	495
Мартirosян Р. М. (см. Абрамян Л. Э.)	830
Марченко С. Г. (см. Гаген-Торн В. А.)	199
Мачабели Г. Э. (см. Гедалини М. Э.)	153
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Акопян А. А.)	273
Меликян Н. Д. Необычная вспышка UV Кита	373
Меликян Н. Д., Киячков Н. Н., Иголкин В. Н. Синхронные наблюдения, вспышек звезды UV Кита	835
Меликян Н. Д. (см. Мирзоян Л. В.)	725
Меркулова Н. И., Проник И. И. Поиск возможной переменности эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в шкале времени один сутки	245

<i>Мирзоян А. Л.</i> О собственных движениях и распределении вспыхивающих звезд в области Плеяд	588
<i>Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Меликян Н. Д., Нацвелишвили Р. Ш., Амбарян В. В., Брутян Г. А.</i> Фотографическая колориметрия звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион. II	725
<i>Мкртчян Г. С., Седракян Д. М.</i> Магнитное поле пульсара — аналог поля намагниченного сверхпроводящего шара	135
<i>Мовсисян А. Г.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i>)	303
<i>Нагапетян А. М.</i> (см. <i>Азаронян Ф. А.</i>)	323
<i>Нанни Д.</i> (см. <i>Каллозлян А. Т.</i>)	163
<i>Нацвелишвили Р. Ш.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	725
<i>Нуритдинов С. Н.</i> (см. <i>Антонов В. А.</i>)	547
<i>Оганнисян М. А.</i> (см. <i>Артюх В. С.</i>)	655
<i>Оганян Г. А.</i> (см. <i>Санамян В. А.</i>)	429
<i>Орлов В. В.</i> (см. <i>Азекян Т. А.</i>)	111
<i>Осканян мл. А. В.</i> Результаты электрофотометрических наблюдений V 1057 Лебедя	525
<i>Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> О двухъядерных галактиках Маркарян 739 и 789	171
<i>Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. I.	619
<i>Петросян А. Р.</i> (см. <i>Хачикян Э. Е.</i>)	239
<i>Петросян А. Р.</i> (см. <i>Буренков А. Н.</i>)	393
<i>Поляков П. А.</i> (см. <i>Кузьменков Л. С.</i>)	815
<i>Попов И. И.</i> (см. <i>Гаген-Торн В. А.</i>)	599
<i>Портнова И. Н., Сахибуллин Н. А.</i> О свойствах звездных ветров в горячих звездах	697
<i>Проник В. И., Балинская И. С.</i> Газ в ядре сейфертовской галактики NGC 4151	17
<i>Проник И. И.</i> (см. <i>Меркулова Н. И.</i>)	245
<i>Пузач А. Ф.</i> К вопросу об интерпретации многоцветных наблюдений быстрых неправильных переменных звезд с непериодическими ослаблениями блеска	739
<i>Пузач А. Ф.</i> (см. <i>Гончарова Р. И.</i>)	279
<i>Рустамбекова С. С.</i> Макроструктура непрерывных спектров горячих звезд в ультрафиолете по данным ОАО-2	533
<i>Ровишо Л., Шахбазян Р. К.</i> Об одной системе периферического типа	834
<i>Саакян К. А.</i> (см. <i>Петросян А. Р.</i>)	171
<i>Саакян К. А.</i> (см. <i>Петросян А. Р.</i>)	619

Саванов И. С. (см. Любимков Л. С.)	505
Санамян В. А., Кандалян Р. А., Оганян Г. А. Наблюдения галактик с ультра- фиолетовым континуумом на радиотелескопе РАТАН-600	429
Санамян В. А. (см. Абрамян Л. Э.)	830
Сахибуллин Н. А. (см. Портнова И. Н.)	697
Седракиан Д. М., Шахабасян К. М., Мовсисян А. Г. О термодинамике сверхтеку- чих растворов в «пре»-фазе нейтронной звезды	303
Седракиан Д. М. (см. Мкртчян Г. С.)	135
Сербин В. М. (см. Горбачук В. Г.)	79
Смехачева Р. И. (см. Газен-Торн В. А.)	199
Соловьев А. А. Бессиловой магнитный жгут переменного сечения	359
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	29
Степанян Дж. А. (см. Липовецкий В. А.)	221
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	639
Сучков А. А., Шекинов Ю. А. Ионизационное равновесие в разреженном газе. Роль реакций перезарядок	569
Теребиж В. Ю. (см. Дорошенко В. Т.)	5
Теребиж В. Ю. (см. Дорошенко В. Т.)	823
Тимошенко Л. В., Филиппев Г. К. Фотоэлектрические и спектральные наблюдения	513
Тревезе Д. (см. Каллозьян А. Т.)	183
Туракулов Э. Я. Равновесие бесстолкновительных гравитирующих шара и диска	791
Филиппев Г. К. (см. Тимошенко Л. В.)	513
Хачикян Э. Е., Петросян А. Р. Спектральное и морфологическое исследование га- лактик Маркарян 303 и 313	239
Хачикян Э. Е., Андреасян Н. К. О спектре иррегулярной галактики NGC 2968	575
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.)	171
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)	393
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.)	619
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)	826
Чавушян О. С. (см. Мирзоян Л. В.)	725
Шаврина А. В. (см. Боярчук М. Е.)	265
Шандарин С. Ф. (см. Губерман Ш. А.)	97
Шаповалова А. И. (см. Дорошенко В. Т.)	823

<i>Шахабасян К. М. (см. Седракан Д. М.)</i>	303
<i>Шахбазян Р. Р. (см. Розино Л.)</i>	834
<i>Шацова Р. Б. О сходстве статистик высокоскоростных облаков и звезд сферической составляющей Галактики</i>	779
<i>Шиховцева Е. С. (см. Кельнер С. Р.)</i>	803
<i>Шнейвайс А. Б. Высокоточная аппроксимация функции Амбарцумяна</i>	175
<i>Щекинов Ю. А. (см. Лозвиненко Е. Л.)</i>	559
<i>Щекинов Ю. А. (см. Сучков А. А.)</i>	569
<i>Юдаева Н. А. (см. Абрамян Л. Э.)</i>	830
<i>Юревич Л. В. (см. Колесник И. Г.)</i>	761
<i>Яковкина Л. А. (см. Боярчук М. Е.)</i>	265
<i>Яковлева В. А. (см. Гаген-Торн В. А.)</i>	199
<i>Яковлева В. А. (см. Гаген-Торн В. А.)</i>	599

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 19, 1983 ГОД

Выпуск 1

Узкополосная фотометрия нормальных и сейфертовских галактик В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терещук	5
Газ в ядре сейфертовской галактики NGC 4151 В. И. Проник, И. С. Балинская	17
Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I. Квазизвездные и сейфертовские объекты Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян	29
Спектрофотометрическое исследование иррегулярной галактики NGC 2814 Н. К. Андреасян	45
Относительные интенсивности водородных линий в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик Н. А. Катышев	55
Эллиптические звездные диски: равновесные решения при наличии гало и в парах Г. С. Бисноватый-Козан	65
Перенос углового момента в галактическом диске при взаимодействии облаков межзвездного газа В. Г. Горбавкий, В. М. Сербин	79
О выпадении на галактику газа из скопления Е. В. Волков, Л. Н. Иванов	91
Геометрический анализ каталога галактик Ш. А. Губерман, А. Г. Дорошкевич, Э. В. Коток, С. Ф. Шандарин	97
Время распада тройных систем Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова, В. В. Орлов	111
Светимости и другие характеристики звезд с широкими линиями H I в скоплениях туманности Ориона Т. Е. Девиз	119
Поляризационные наблюдения туманности M 20 с фильтрами Н. В. Вошинников	127
Магнитное поле пульсара — аналог поля намагниченного сверхпроводящего шара Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракан	135
Позитроны в составе космических лучей и связанное с ними галактическое гамма-излучение Ф. А. Агаарян, В. Г. Кириллов-Узрюмов, Ю. Д. Котов	139
Распространение косых волн в релятивистской электронно-позитронной плазме М. Э. Гедалини, Г. Э. Мачабели	153

Энергии излучающих электронов и углы между осью вращения и магнитным диполем в пульсарах	И. Ф. Малов	161
--	-------------	-----

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О двухъядерных галактиках Маркарян 739 и 789 А. Р. Петросян, К. С. Саакян, Э. Е. Хачикян	171
Высокоточная аппроксимация функции Амбарцумяна	А. Б. Шнейвайс 175
К уравнению состояния вырожденного звездного вещества	Л. Ш. Григорян 177

Выпуск 2

Двухцветная фотометрия скоплений галактик. I. A 1185 А. Т. Каллозян, А. Г. Езикян, Д. Нанци, Д. Тревезе, А. Винято	183
B2 1101±38 (Марк 421): Поляризационное и фотометрическое поведение в оптике в 1974—1982 гг. В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко, Р. И. Смехачева, В. А. Яковлева	199
Новые галактики с UV-избытком. V	М. А. Казарян, Э. С. Казарян 213
Спектры галактик с УФ-континуумом. III. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян	221
Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. III. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий	229
Спектральное и морфологическое исследование галактик Маркарян 303 и 313 Э. Е. Хачикян, А. Р. Петросян	239
Поиск возможной переменности эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в шкале времени одни сутки	Н. И. Меркулова, И. И. Проник 245
Спектры радиоизлучения и бюраканская классификация галактик В. Г. Малумян	251
О возможной интерпретации «сверхсветовых» скоростей движений в радиогалактиках	В. Г. Горбачук 257
Содержание лития в атмосферах М-гигантов с учетом молекулярного поглощения М. Е. Боярчук, А. В. Шаврина, Л. А. Яковина	265
О корреляции ультрафиолетового избытка с содержанием технеция в миридах А. А. Акопян, Ю. К. Мелик-Алавердян	273
Циклические колебания блеска в CrV и их связь с неперiodическими ослаблениями яркости	Р. И. Гончарова, Г. И. Ковальчук, А. Ф. Пузач 279
О причинах разделения вспышек звезд типа U Близнецов на два вида и механизме возникновения сверхгорбов	Л. Н. Иванов 291
О термодинамике сверхтекучих растворов в «пре»-фазе нейтронной звезды Д. М. Седракан, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян	303

О структуре магнитного поля в пульсарах	И. Ф. Малов	315
Фоторождение электронно-позитронных пар в компактных рентгеновских источниках	Ф. А. Азаронян, А. М. Атоян, А. М. Нагапетян	323
К теории изотропного рассеяния излучения в однородной плоскопараллельной среде	Э. Х. Даниелян	335
Планковские средние сечения лучевого давления для несферических пылинок. II.	Н. В. Воициникова, В. Б. Ильин	347
Бессиловой магнитный жгут переменного сечения	А. А. Соловьев	359
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О природе GL Тельца	Т. Ю. Магикян	371
Необычная вспышка UV Кита	Н. Д. Меликян	373
Наблюдения трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц с помощью радиотелескопа апертурного синтеза в Вестерборке	В. Г. Малумян, А. Г. де Брайн, Р. А. Кандалян	375
Дважды уравновешенные эллиптические звездные диски в двойных системах	Г. С. Бисноватый-Козан	377
Модели вырожденных звездных конфигураций	А. Ш. Григорян, Г. Г. Арутюнян	380
РЕЦЕНЗИИ		
А. Андерхил, В. Доэзан «В-звезды с эмиссионными линиями и без них»	С. И. Грачев	387

Выпуск 3

Спектральное исследование галактики Маркаряна 201	А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян	393
Четырехцветная фотометрия спиральных галактик. Сравнение с галактиками Маркаряна	А. Т. Каллоглян, Ф. Бёрнсен	403
Новая галактика типа Сейферта	М. А. Казарян	411
Исследование морфологических особенностей шести взаимодействующих галактик. I	А. А. Коровяковская	419
Наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом на радиотелескопе РАТАН-600	В. А. Самаян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян	429
О конфигурации радиогалактик	Р. Р. Андреасян	441
Попытка отождествления с малыми красными смещениями линий поглощения в спектрах квазизвездных объектов	И. Е. Вальц, Б. В. Комберг	449
Кинематические модели мощных радиогалактик и статистика протяженных компонент	Ю. В. Барышев	461

Динамика выметания межзвездных облаков из вращающейся галактики при движении ее в межгалактической среде	А. Г. Крижук	471
К теории рентгеновского излучения от протяженного галактического источника Monopet ring в созвездии Единорога	В. А. Кроль	483
Особенности положения Солнца в Галактике	Л. С. Марочкин	495
Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Ат-звезд	Л. С. Любимков, И. С. Саванов	505
Фотоволетрические и спектральные наблюдения WW Vul	А. В. Тимошенко, Г. К. Филиппев	513
Результаты электрофотометрических наблюдений V 1057 Лебедя	А. В. Осканян м.л.	525
Макроструктура непрерывных спектров горячих звезд в ультрафиолете по данным ОАО-2	С. С. Рустамбекова	533
Простая звездно-динамическая модель кольцевой структуры и ее устойчивость	В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов	547
Оболочечные зоны Н II	Е. Л. Лозовиненко, Ю. А. Щекинов	559
Ионизационное равновесие в разреженном газе. Роль реакций перезарядок	А. А. Сучков, Ю. А. Щекинов	569
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О спектре иррегулярной галактики NGC 2968	Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян	575
О группировках В-звезд в Корме	А. Л. Гюльбудагян	578
Об одной особенности кометарных туманностей	Р. А. Варданян	579
О неоднородности данных в каталоге МКГ, обусловленной непостоянством условий наблюдений	Н. Г. Когошвили	584
О собственных движениях и распределении вспыхивающих звезд в области Плеяд	А. Л. Мирзоян	588
Устойчивость нерелятивистских звездных конфигураций в теории Йордана, Бранса-Дикке	С. М. Козырев	592
РЕЦЕНЗИИ		
Д. Михалас, Дж. Бини, Галактическая астрономия (Структура и кинематика)	В. А. Антонов	593

Выпуск 4

Фотометрическое изучение пекулярной галактики NGC 2685	В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева	599
Лучевые скорости и виртуальные массы нескольких изолированных триплетов галактик	В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев	613

Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. I <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	619
Морфологическое исследование галактик с ультрафиолетовым избытком <i>А. А. Елизарян</i>	631
Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I <i>Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян</i>	639
Исследование радиоизлучения галактик Бюраканской классификации на частоте 102 МГц <i>В. С. Артюх, М. А. Оганнисян</i>	655
К статистике морфологических типов одиночных галактик и компонентов пар <i>М. А. Аракелян</i>	665
Распределение видимых величин и светимостей двойных галактик <i>М. А. Аракелян</i>	673
Влияние отклонений от ЛТР на определение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов класса <i>А. С. Любимков, А. А. Боярчик</i>	683
О свойствах звездных востров в горячих звездах <i>И. Н. Портнова, Н. А. Сахибуллин</i>	697
К теории анизотропного рассеяния излучения. Явное выражение для резольвентной функции <i>Э. Х. Даниелян</i>	711
Поляриметрическое исследование звезд фона области Т и Тельца <i>Р. А. Варданян, М. А. Ерицян</i>	719
Фотографическая колориметрия звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион. II <i>А. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, В. В. Амбарян, Г. А. Бругян</i>	725
К вопросу об интерпретации многоцветных наблюдений быстрых неправильных переменных звезд с непериодическими ослаблениями блеска <i>А. Ф. Пузач</i>	737
Широкие системы типа Трапеции <i>А. А. Гюльбудаган</i>	747
О пучковой неустойчивости плазмы в магнитосфере пульсаров <i>В. Д. Егоровков, Д. Г. Ломинадзе, П. Г. Мамрадзе</i>	753
Определение расстояний до межзвездных облаков по линиям поглощения OH <i>И. Г. Колесник, Л. В. Юревич</i>	761
О сходстве статистик высокоскоростных облаков и звезд сферической составляющей Галактики <i>Р. Б. Шацова</i>	779
Равновесие бесстолкновительных гравитирующих шара и диска <i>Э. Я. Туракулов</i>	791
Обратное комптоновское отражение от ионизованной нерелятивистской плазмы <i>С. Р. Кельнер, Е. С. Шиховцев</i>	803
Распространение волн в релятивистской одномерной электрон-позитронной плазме <i>А. С. Кузьменков, П. А. Поляков</i>	815

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Потоки в линиях H_{β} , [O III] λ 5007 и UBVR-величины десяти галактик Марка- ряна с активными ядрами В. Т. Дорошенко, В. А. Липовецкий, В. Ю. Теребиж, А. И. Шаповалова	823
О поле скоростей в Маркарян 7 А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян	826
Вспышка радиолинии H_2O в W 49 Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева	830
Об одной системе периферического типа Л. Розино, Р. К. Шахбазян	834
Синхронные наблюдения вспышек звезды UV Кита Н. Д. Меликян, Н. Н. Киячков, В. Н. Изолкин	835

INDEX OF AUTHORS

<i>Abramian L. E., Vegner A. P., Gosachinskiy I. V., Kandallan R. A., Martt-rossian R. M., Sanamian V. A., Yudaeva N. A.</i> A flare of radio line emission H_2O in W 49	830
<i>Agekian T. A., Anosova J. P., Orlov V. V.</i> The escape time of triple systems	111
<i>Aharontan F. A., Kirtilov-Ugryumov V. G., Kotov Yu. D.</i> Positrons in the cosmic rays and associated galactic gamma-emission	139
<i>Aharontan F. A., Atoyan A. M., Nahapetian A. M.</i> Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources	323
<i>Andreassian N. K.</i> Spectrophotometric investigation of the irregular galaxy NGC 2814	45
<i>Andreassian N. K.</i> (see <i>Khachikyan E. Ye.</i>)	575
<i>Andreassian R. R.</i> On the configuration of the radiogalaxies	451
<i>Anosova J. P.</i> (see <i>Agekian T. A.</i>)	111
<i>Antonov V. A., Mihalas D. J.</i> Bunney, Galactic astronomy (structure and kinematics)	105
<i>Antonov V. A., Nuritdinov S. N.</i> The simple stellar dynamic model of the ring structure and its stability	547
<i>Arakeltan M. A.</i> On the statistics of morphological types of the single galaxies of the components of pairs	665
<i>Arakeltan A. M. A.</i> Distribution of the apparent magnitudes and the luminosities of double galaxies	673
<i>Artyuch V. S., Hovanissian M. A.</i> Observations of Byurakan classification	555
<i>Atoyan A. M.</i> (see <i>Aharontan F. A.</i>)	323
<i>Balinskaya I. S.</i> (see <i>Prontk V. I.</i>)	17
<i>Baryshev Yu. V.</i> Kinematical models of powerful radio galaxies and statistics of extended components	461
<i>Bisnovatyy-Kogan G. S.</i> Douley balanced elliptical stellar disks in binary systems	377
<i>Börngen F.</i> (see <i>Kalleglian A. T.</i>)	403

<i>Boyarchuk M. E., Shavrtina A. V., Yakovina L. A.</i> Li abundance in the atmosphere of M—giants taking into account molecular absorption . . .	266
<i>Boyarchuk A. A.</i> (see <i>Lyubimkov L. S.</i>)	683
<i>Bratn A. G. de</i> (see <i>Malumian V. H.</i>)	375
<i>Bratlian G. H.</i> (see <i>Mirzoyan Li V.</i>)	725
<i>Burenkov A. N., Khachiklian E. Ye.</i> Radial velocity field of Markarian 7 . .	826
<i>Chavushlian H. S.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	725
<i>Danielian E. Kh.</i> On the theory of anisotropically scattered radiation, explicitly expressed for resolvent functions	711
<i>Dentayuk E. K., Ltpovetsky V. A.</i> Spectral observations of Markarian galaxies. II	229
<i>Derviz T. E.</i> Luminosities and other characteristics of stars with broad lines of H I in the Orion nebula cluster	119
<i>Doroshenko V. T., Terebiz V. Yu.</i> Narrow band photometry of normal and Seyfert galaxies	5
<i>Dorochenko V. T., Ltpovetsky V. A., Terebizh V. Yu., Shapovalova A. I.</i> Fluxes in the lines H β , [O III] λ 5007 and UBVR-magnitudes of 10 Markarian galaxies with active nuclei	823
<i>Doroshkevitch A. G.</i> (see <i>Guberman Sh. A.</i>)	97
<i>Egorenkov V. D., Lomnadze J. G., Mamradze P. G.</i> On plasma beam instabilities in the pulsars magnetospheres	753
<i>Filipgev G. K.</i> (see <i>Timoshenko I. V.</i>)	513
<i>Gedaltin M. E., Machabelt G. Z.</i> Oblique waves propagation in the relativistic electron-positron plasma	153
<i>Goncharova R. I., Kovalchuk G. U., Pugach A. V.</i> Connection of the R Cr B cyclic light variations with the total light fadings	279
<i>Gorbatsky V. G.</i> On the possible interpretation of "superluminal" velocities in radiogalaxies	257
<i>Gorbatsky V. G., Serbin V. M.</i> The transfer on angular momentum in the galactic disk due to interaction of interstellar clouds	79
<i>Gosachinsky I. V.</i> (see <i>Abramian L. E.</i>)	830
<i>Grachev S. I.</i> "A. Anderhill, V. Doazan, B-stars with and without emission lines"	387
<i>Grtgorian L. Sh., Arutgunian G. G.</i> Models of degenerate stellar configurations	380
<i>Grlgorian L. Sh.</i> On state equation of degenerate star matter	177
<i>Guberman Sh. A., Doroshkevitch A. G., Kotok E. V., Shandarin S. F.</i> A geometric analysis of catalogues of galaxies	97
<i>Gyalbudaghtan A. L.</i> On groupings of B stars in Puppis	578

<i>Gyulbudaglan A. L.</i> Trapezium line large systems	747
<i>Hagen-Thorn V. A., Marchenko S. G., Smeshacheva R. I., Yakovleva V. A.</i> B2 1101 + 38 (Mark 421): Polarization and photometric behaviour in the optical during 1974 + 1982	199
<i>Hagen-Thorn V. A., Popov I. I., Yakovleva V. A.</i> Photometric investigation of the peculiar galaxy NGC 2685	599
<i>Hambartian V. V.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	725
<i>Hovanisssian M. A.</i> (see <i>Artyukh V. S.</i>)	655
<i>Igolkin V. N.</i> (see <i>Melikian N. D.</i>)	835
<i>Il'in V. B.</i> (see <i>Voshchinnikov N. V.</i>)	347
<i>Ivanov L. N.</i> (see <i>Volkov E. V.</i>)	91
<i>Ivanov L. N.</i> On the origin of two types of outbursts of the Geminorium stars and the mechanism of the superhumps	291
<i>Kalloghlian A. T., Börngen E.</i> A four-colour photometry of spiral galaxies. A comparison with Markarian galaxies	403
<i>Kalloghlian A. T., Egtkian A. G., Nanni D., Trevese D., Vignato A.</i> Two-co- lour photometry of clusters of galaxies	183
<i>Kandalian R. A.</i> (see <i>Malumian V. H.</i>)	375
<i>Kandalian R. A.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i>)	429
<i>Kandalian R. A.</i> (see <i>Abramian L. E.</i>)	830
<i>Karachentsev I. D.</i> (see <i>Karachentseva V. E.</i>)	613
<i>Karachentseva V. E., Karachentsev I. D.</i> Radial velocities and virial masses of some isolated triplets of galaxies	613
<i>Katysheva N. A.</i> Relative intensities of the hydrogen lines in the spectra of quasars and Seyfert nuclei	55
<i>Kazartian E. S.</i> (see <i>Kazartian M. A.</i>)	213
<i>Kazartian M. A.</i> New galaxies of Seyfert types	411
<i>Kazartian M. A., Kazartian E. S.</i> New galaxies with UV-excess	213
<i>Kelner S. R., Shikhvatseva E. S.</i> Inverse compton reflection from the ionized nonrelativistic plasma	803
<i>Khachikian E. Ye., Petrossian A. K.</i> Spectral and morphological investigation of the Markarian galaxies 303 and 313	239
<i>Khachikian E. Ye.</i> (see <i>Andreassian N. K.</i>)	575
<i>Khachikian E. Ye.</i> (see <i>Petrossian A. K.</i>)	171
<i>Khachikian E. Ye.</i> (see <i>Burenkov A. N.</i>)	393

<i>Khachikyan E. Ye. (see Petrossian A. R.)</i>	619
<i>Khachikyan E. Ye. (see Barenkov A. N.)</i>	826
<i>Kiljachkov N. N. (see Melikyan N. D.)</i>	835
<i>Kirillov-Ugrjumov V. G. (see Aharontan F. A.)</i>	139
<i>Kogoshvili N. G. On the irregularity of the MCG data caused by variability of observing conditions</i>	584
<i>Kolashnik I. G., Yurevich L. V. Determination of distances to interstellar clouds from OH absorption</i>	761
<i>Komberg B. V. (see Waltz I. E.)</i>	449
<i>Kotov E. V. (see Guberman Sh. A.)</i>	97
<i>Kotov Yu. D. (see Aharontan F. A.)</i>	139
<i>Korovyakovskaya A. A. Investigation of morphological properties of 6 interacting galaxies. I</i>	419
<i>Kritsuk A. G. Dynamics of interstellar clouds sweeping from a rotating galaxy during its way in intracluster medium</i>	471
<i>Krol' V. A. On the theory of X-ray emission from the extended galactic monogem ring source in monoceros constellation</i>	483
<i>Kozlov S. M. Stability of nonrelativistic configurations in the Jordan-Dicke theory</i>	592
<i>Kuz'menkov L. S., Poljakov P. A. Propagation of waves in one-dimensional relativistic electron-positron plasma</i>	715
<i>Lipovetsky V. A. (see Markarian B. E.)</i>	29
<i>Lipovetsky V. A. (see Markarian B. E.)</i>	221
<i>Lipovetsky V. A. (see Markarian B. E.)</i>	229
<i>Lipovetsky V. A. (see Doroshenko V. T.)</i>	825
<i>Logvinenko E. L., Shekhtov Yu. A. Shell-like H II zone</i>	559
<i>Lominadze J. G. (see Egorenkov V. D.)</i>	753
<i>Lyubimkov L. S., Boyarchuk A. A. Non-LTE effect on determination of micro-turbulence in the atmospheres of F-type supergiants</i>	683
<i>Lyubimkov L. S., Savanov L. S. The atmospheric abundances, masses, Rad II and other parameters of four Am stars</i>	505
<i>Machabeli G. Z. (see Gedalin M. Ye.)</i>	153
<i>Maghakian T. Yu. On the nature of GL Tauri</i>	371
<i>Malov I. F. Energies of electrons and Angles between magnetic field and rotation axis in pulsars</i>	161

<i>Malov I. F.</i> On the structure of magnetic field in pulsars	315
<i>Malum'ian V. H.</i> The spectra of radio emission and the Byurakan classification of galaxies	251
<i>Malum'ian V. H., Bruin A. G. de, Kandalian R. A.</i> Observations of three new Seyfert galaxies with the Westerbork synthesis radio telescope at 1412 MHz	375
<i>Mamradze P. G.</i> (see <i>Egorenkov V. D.</i>)	753
<i>Markarian B. E., Ltpovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> The second Byurakan spectral sky survey. I. Quasistellar and Seyfert objects	29
<i>Markarian B. E., Ltpovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Spectra of galaxies with UV-continuum. III	221
<i>Markarian B. E., Stepanian J. A.</i> The second Byurakan classification spectral sky survey. I.	639
<i>Marochnik L. S.</i> Features of the position of Sun in the galaxy	495
<i>Martirosian R. M.</i> (see <i>Abramian L. E.</i>)	830
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Hakopian A. A.</i>)	273
<i>Melikian N. D.</i> An unusual flare of UV Ceti	373
<i>Melikian N. D., Kilgachkov N. N., Igolkin V. N.</i> Synchronous UBV-observations of the UV Ceti flares	835
<i>Melikian N. D.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	725
<i>Merkulova N. I., Pronik I. I.</i> Emission line variability search of NGC 1275 galaxy nucleus spectrum in a scale of one day	245
<i>Mirzoyan A. L.</i> On the proper motions and distribution of flare stars in the Pleiades	538
<i>Mirzoyan L. V., Chavushian H. S., Melikian N. D., Natsvlishvili R. Sh., Hambartian V. V., Brattian G. H.</i> Photographic colorimetry of stellar flares in the Pleiades and Orion aggregates. II	725
<i>Mkrtychian G. S., Sedrakian D. M.</i> The magnetic field of Pulsars is an analogue of the magnetic field of superconducting sphere	135
<i>Movsessian A. G.</i> (see <i>Sedrakian D. M.</i>)	393
<i>Nahapetian A. M.</i> (see <i>Aharonian F. A.</i>)	323
<i>Nanni D.</i> (see <i>Kalloyhlian A. T.</i>)	183
<i>Natsvlishvili R. Sh.</i> (see <i>Mirzoyan L. V.</i>)	725
<i>Nurtdinov S. N.</i> (see <i>Artyukh V. S.</i>)	547
<i>Ohanian G. A.</i> (<i>Sanamian V. A.</i>)	429
<i>Orlov V. V.</i> (see <i>Agekian T. A.</i>)	111
<i>Oskanian A. V. jr.</i> The results of photoelectric observations of V 1057 Cygni	525

<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikyan E. Ye.</i> On the double-nuclei galaxies Markarian 739 and 789	171
<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikyan E. Ye.</i> Superassociations in spiral galaxies with UV excess. I	613
<i>Petrosian A. R. (see Khachikyan E. Ye.)</i>	239
<i>Petrosian A. R. (see Burenkov A. N.)</i>	393
<i>Polyakov P. A. (see Kuz'menkov L. S.)</i>	815
<i>Popov I. I. (see Hagen-Thorn V. A.)</i>	599
<i>Portnova I. N., Sakhibullin N. A.</i> On the properties of stellar winds in early-type stars	697
<i>Pronik V. I., Baltinskaya I. S.</i> Gas in nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151	
<i>Pronik I. I. (see Merkulova N. I.)</i>	245
<i>Pugach A. F. (see Goncharova R. I.)</i>	279
<i>Pugach A. F.</i> On interpretation of multicolour observations of the rapid irregular variables with unperiodic light fadings	739
<i>Rozino L., Shahbazian R. K.</i> About one group of periodical type	834
<i>Rustambekova S. S.</i> Macrostructure of the ultraviolet continuous spectra of hot stars according to OAO-2 data	533
<i>Sahakian K. A. (see Petrosian A. R.)</i>	171
<i>Sahakian K. A. (see Petrosian A. R.)</i>	619
<i>Savanov I. S. (see Lyubimkov L. S.)</i>	505
<i>Sakhibullin N. A. (see Portnova I. N.)</i>	697
<i>Sanamian V. A., Kandalian R. A., Ohanian G. A.</i> Observations of the galaxies with ultraviolet continuum with the radio telescope RATAN 600	429
<i>Sanamian V. A. (see Abramian L. E.)</i>	830
<i>Schneeweis A. B.</i> A high accuracy approximation of the Ambartsumian's function	175
<i>Sedraktan D. M., Shahabassian K. M., Movsessian A. G.</i> On the thermodynamics of the superfluid solution in the 2 "nre" phase of the neutron stars	303
<i>Sedraktan D. M. (see Mkrtchian G. S.)</i>	135
<i>Serbin V. M. (see Gorbatsky V. G.)</i>	79
<i>Shahabassian K. M. (see Sedraktan D. M.)</i>	303
<i>Shahbazian R. K. (see Rozino L.)</i>	834
<i>Shatsova R. B.</i> On the statistical likeness of high velocity clouds and stars of spherical component of the galaxy	77)
<i>Shandarin S. F. (see Guberman Sh. A.)</i>	97

<i>Shapovalova A. I.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	823
<i>Shavrina A. V.</i> (see <i>Bogarchuk M. E.</i>)	265
<i>Schekinov Yu. A.</i> (see <i>Logvinenko E. L.</i>)	559
<i>Schekinov Yu. A.</i> (see <i>Suchkov A. A.</i>)	569
<i>Shikhovtseva E. S.</i> (see <i>Kelner S. R.</i>)	803
<i>Solovov A. A.</i> Force-free magnetic flux rope with the variable diameter	359
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	29
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Lipovetsky V. A.</i>)	221
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	639
<i>Suchkov A. A., Schekinov Yu. A.</i> Ionization equilibrium in rarefield gas. The effect of charge-exchange reaction	569
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	5
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	823
<i>Timoshenko L. V., Filip'ev G. K.</i> Photoelectric and spectral observations of WW Vul	513
<i>Trevese D.</i> (see <i>Kalloghlian A. T.</i>)	183
<i>Turakulov Z. Ya.</i> On the equilibrium states of the collisionless gravitating sphere and disk	791
<i>Voschinnikov D. V., Il'in V. B.</i> Plank mean cross section for radiation pressure for nonspherical grains. I	347
<i>Vardanian R. A., Eritsian M. H.</i> Polarimetric investigation of background stars in the area of T and RY Tau	719
<i>Vardanian R. A.</i> On a particularity of cometary nebulae	579
<i>Venger A. P.</i> (see <i>Abramian L. E.</i>)	830
<i>Vinjato A.</i> (see <i>Kalloghlian A. T.</i>)	183
<i>Volkov V. V., Ivanov L. N.</i> On accretion on intracluster gas on a galaxy	91
<i>Waltz I. E., Komberg B. V.</i> An attempt of identifying QSO spectral absorption lines with small redshift	449
<i>Voschinnikov N. V.</i> The polarimetric observations of the nebula M 20 with filters	127
<i>Yakovkina L. A.</i> (see <i>Bogarchuk M. E.</i>)	266
<i>Yakovleva V. A.</i> (see <i>Hagen-Thorn V. A.</i>)	199
<i>Yakovleva V. A.</i> (see <i>Hagen-Thorn V. A.</i>)	599
<i>Yeghiklian A. G.</i> (see <i>Kalloghlian A. T.</i>)	183

CONTENTS

Number 1

Narrow band photometry of normal and Seyfert galaxies <i>V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh</i>	5
Gas in the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151 <i>V. I. Pronik, I. S. Balinskaja</i>	17•
The second Byurakan spectral sky survey. I. Quasistellar and Seyfert objects <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	29
Spectrophotometric investigation of the irregular galaxy NGC 2814 <i>N. K. Andreassian</i>	45
Relative intensities of the hydrogen lines in the spectra of quasars and Seyfert nuclei <i>N. A. Katysheva</i>	55
Elliptical stellar disks: Equilibrium solutions in the presence of Halo and in binary systems <i>G. S. Btsnovatyl-Kogan</i>	65
The transfer of angular momentum in the galactic disk due to interaction of interstellar clouds <i>V. G. Gorbatsky, V. M. Serbin</i>	79
On accretion of intracluster gas on a galaxy <i>E. V. Volkov, L. N. Ivanov</i>	91
A geometric analysis of catalogues of galaxies <i>Sh. A. Guberman, A. G. Doroshkevich, E. V. Kotok, S. F. Shandarin</i>	97
The escape time of triple systems <i>T. A. Agektan, J. P. Anosova, V. V. Orlov</i>	111
Luminosities and other characteristics of stars with broad lines of H I in the Orion nebula cluster <i>T. E. Derviz</i>	119
The polarimetric observations of the nebula M 20 with filters <i>N. V. Voshchinnikov</i>	127
The magnetic field of pulsars is an analogue of the magnetic field of superconducting sphere <i>G. S. Mkrtchian, D. M. Sedrakian</i>	135
Positrons in the cosmic rays and associated galactic gamma-emission <i>F. A. Aharontan, V. G. Kirtilov-Ugryumov, Yu. D. Kotov</i>	139
Oblique waves propagation in the relativistic electron-positron plasma <i>M. E. Gedalin, G. Z. Machabeli</i>	153
Energies of electrons and angles between magnetic field and rotation axis in pulsars <i>I. F. Malov</i>	161

Notes

On the double-nuclei galaxies Markarian 739 and 789 <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	171
A high accuracy approximation of Ambartsumian's function <i>A. B. Schneewels</i>	175
On state equation of degenerate star matter <i>L. Sh. Grigorian</i>	177

Number 2

Two-colour photometry of clusters of galaxies. I A 118 <i>A. T. Kalloghlian, A. G. Egikyan, D. Nanni, D. Treves, A. Vignato</i>	183
B2 1101 + 38 (Mark 421): Polarization and photometric behaviour in the optical during 1974—1982 <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, R. I. Smeshchev, V. A. Yakovleva</i>	199
New galaxies with UV-excess. V <i>M. A. Kazartan, E. S. Kazartan</i>	213
Spectra of galaxies with UV-continuum. III <i>B. E. Markurian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	221
Spectral observations of Markarian galaxies. III <i>E. K. Dentsyuk, V. A. Lipovetsky</i>	229
Spectral and morphological investigation of the Markarian galaxies 303 and 313 <i>E. Ye. Khachikyan, A. R. Petrossian</i>	239
Emission line variability search of NGC 1275 galaxy nucleus spectrum in a scale of one day <i>N. I. Merkulova, I. I. Pronik</i>	245
The spectra of radio emission and the Byurakan classification of galaxies <i>V. H. Malumyan</i>	251
On the possible interpretation of "Superluminal" velocities in radiogalaxies <i>V. G. Gorbatsky</i>	257
Li abundance in the atmosphere of M — Giants taking-into account molecular absorption <i>M. E. Boyarchuk, A. V. Shavrina, L. A. Yakovina</i>	265
On the correlation between UV-excess and Te content in Mira stars <i>A. A. Hakopian, Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	273
Connection of the RCrb cyclic light variations with the total light fadings <i>R. I. Goncharova, G. U. Kovalchuk, A. F. Pugach</i>	279
On the origin of two type of outbursts of the U Geminorum stars and the mechanism of the superhumps <i>L. N. Ivanov</i>	291
On the thermodynamics of the superfluid solutions in the 2 nd "ape"-phase of the neutron star <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, A. G. Movseistan</i>	303
On the structure of magnetic field in pulsars <i>I. F. Malov</i>	315

Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources <i>F. A. Aharontan, A. M. Atoyan, A. M. Nahapetian</i>	323
On the theory of isotropic scattering of radiation in homogeneous plane parallel slab <i>E. Kh. Danelian</i>	335
Plank mean cross sections for radiation pressure for non-spherical grains. II <i>N. V. Voshchinnikov, V. B. Il'in</i>	347
Force-free magnetic flux rope with the variable diameter . . . <i>A. A. Solov'ev</i>	359
Notes	
On the nature of GL Tauri <i>T. Yu. Maghakian</i>	371
An unusual flare of UV Ceti <i>N. D. Melikyan</i>	373
Observations of three new Seyfert galaxies with the Westerbork synthesis radio telescope at 1412 MHz <i>V. H. Malumtjan, A. G. de Bruyn, R. A. Kandallan</i>	375
Doubly balanced elliptical stellar disks in binary systems <i>G. S. Blinovatyi-Kogan</i>	377
Models of degenerate stellar configurations <i>L. Sh. Grigorjan, G. G. Arutyunian</i>	380
Reviews	
A. Underhill, V. Doazan, B-stars with and without emission lines <i>S. I. Grachev</i>	387

Number 3

The spectral investigation of the galaxy Markarian 201 <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrossian, E. Ye. Khachikyan</i>	393
A four-colour photometry of spiral galaxies. A comparison with Markarian galaxies <i>A. T. Kalloghlian, F. Börngen</i>	403
The new galaxy of the Seyfert type <i>M. A. Kazarian</i>	411
Investigation of morphological properties of 6 interacting galaxies. I <i>A. A. Korovyakovskaya</i>	419
Observations of the galaxies with ultraviolet continuum with the radio telescope RATAN-600 <i>V. A. Sanamian, R. A. Kandallan, G. A. Ohanian</i>	429
On the configuration of the radiogalaxies <i>R. R. Andriasian</i>	441
An attempt of identifying QSO spectral absorption lines with small redshifts <i>I. E. Waltz, B. V. Komberg</i>	449
Kinematical models of powerful radio galaxies and statistics of extended components <i>Yu. V. Baryshev</i>	461
Dynamics of interstellar clouds sweeping from a rotating galaxy during its way in intercluster medium <i>A. G. Kritsuk</i>	471

On the theory of X-ray emission from the extended galactic monogem ring source in monoceros constellation	<i>V. A. Krol'</i>	483
Features of the position of Sun in the galaxy	<i>L. S. Marochnik</i>	495
The atmospheric abundances, masses, radii and other parameters of four Am stars	<i>L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov</i>	505
Photoelectric and spectral observations of WW Vul	<i>L. V. Timoshenko, G. K. Filip'gev</i>	513
The results of photoelectric observations of V 1057 Cygni	<i>A. V. Oskanian jr.</i>	525
Macrostructure of the ultraviolet continuous spectra of hot stars according to OAO-2 data	<i>S. S. Rustambekova</i>	53
The simple stellar dynamic model of the ring structure and its stability	<i>V. A. Antonov, S. N. Nuritdinov</i>	547
Shell-Like H II — Zone	<i>E. L. Logutnenko, Yu. A. Shchektinov</i>	553
Ionization equilibrium in rarefied gas. The effect of charge-exchange reactions	<i>A. A. Suchkov, Yu. A. Shchektinov</i>	569
Notes		
On the spectra of irregular galaxy NGC 2968	<i>E. Ye. Khachikyan, N. K. Andreassian</i>	575
On groupings of B stars in Puppis	<i>A. L. Ggulbudagtan</i>	578
On a particularity of cometary nebulae	<i>R. A. Vardanian</i>	579
On the irregularity of the MCG data caused by variability of observing conditions	<i>N. G. Kogoshvili</i>	584
On the proper motions and distribution of flare stars in the Pleiades	<i>A. L. Mirzogan</i>	588
Stability of non-relativistic configurations in the Jordan, Brans-Dicke theory	<i>S. M. Koztrev</i>	592
Reviews		
D. Mihalas, J. Binney, Galactic astronomy (structure and kinematics)	<i>V. A. Antonov</i>	505

Number 4

Polarimetric investigation of the peculiar galaxy NGC 2685	<i>V. A. Hagen-Thorn, I. I. Popov, V. A. Yacovleva</i>	599
Radial velocities and virial masses of some isolated triplets of galaxies	<i>V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev</i>	613

Superassociations in spiral galaxies with UV-excess. I <i>A. R. Petrosian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	619
The morphology of the galaxies with UV-excess <i>A. A. Yegiazarian</i>	631
The second Byurakan spectral sky survey. I. <i>B. E. Markarian, J. A. Stepanian</i>	639
Observations of Byurakan classification frequency of 102 MHz <i>V. S. Artyukh, M.-A. Hovanisyan</i>	615
On the statistics of morphological types of the single galaxies of the components of pairs <i>M. A. Arakelian</i>	665
Distribution of the apparent magnitudes and the luminosities of double galaxies <i>M. A. Arakelian</i>	673
Non-LTE effect on determination of microturbulence in the atmospheres of F-type supergiants <i>L. S. Lyubimkov, A. A. Boyarchuk</i>	683
On the properties of stellar winds in early-type stars <i>I. N. Portnova, N. A. Sakhibullin</i>	697
On the theory of anisotropically scattered radiation, explicitly expressed for resolvent functions <i>E. Kh. Dantel'yan</i>	711
Polarimetric investigation of back-ground stars in the area of T and RY Tau <i>R. A. Vardanian, M. H. Ertsyan</i>	719
Photographic colorimetry of stellar flares in the Pleiades and Orion aggregates. II <i>L. V. Mirzoyan, H. S. Chavushyan, N. D. Melikian, R. Sh. Natsvlishvili, V. V. Hambartyan, G. H. Bruttan</i>	725
On interpretation of multicolour observations of the rapid irregular variables with unperiodic light fading <i>A. F. Pugach</i>	139
Trapezium line large systems <i>A. L. Gyulbudagian</i>	747
On plasma beam instabilities in the Pulsars' magnetospheres <i>V. D. Egorenkov, J. G. Lomnadze, P. G. Mamradze</i>	753
Determination of distance to interstellar clouds from OH absorption features <i>I. G. Kolesnik, L. V. Yurevich</i>	761
On the statistical likeness of high-velocity clouds and stars of spherical component of the galaxy <i>R. B. Shatsova</i>	779
On the equilibrium states of the collisionless gravitation sphere and disk <i>Z. Ya. Turakulov</i>	791
Inverse Compton reflection from the ionized nonrelativistic plasma <i>S. R. Kellen, E. S. Shikhovtseva</i>	803
Propagation of waves in the one-determinational relativistic electron-positron plasma <i>L. S. Kuz'menkov, P. A. Polyakov</i>	815

Notes	
Fluxes in the lines $H\beta$ [O III] λ 5007 and UBVR-magnitudes of 10 Markarian galaxies with active nuclei	
V. T. Doroshenko, V. A. Lipovetsky, Yu. V. Terebizh, A. T. Shapovalova	823
Radial velocity field of Markarian 7	826
A flare of radio line emission H_2O in W 49	
L. E. Abramtan, A. P. Vegner, I. V. Gosachinsky, R. A. Kandaltan, R. M. Martrossian, V. A. Sanamtan, N. A. Yudaeva	830
About one group of peripheral type	934
Synchronous UVB-observations of the UV Ceti flares	
N. D. Melikian, N. N. Kiljachkov, V. N. Igolkin	835



CONTENTS

POLARIMETRIC INVESTIGATION OF THE PECULIAR GALAXY NGC 2685 <i>V. A. Hagen-Thorn, I. I. Popov, V. A. Yakovleva</i>	599
RADIAL VELOCITIES AND VIRIAL MASSES OF SOME ISOLATED TRIP- LETS OF GALAXIES . . . <i>V. E. Karachentseva, J. D. Karachentsev</i>	613
SUPERASSOCIATIONS IN SPIRAL GALAXIES WITH UV EXCESS. I <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	619
THE MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV-EXCESS <i>A. A. Yeghazarian</i>	631
THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. I <i>B. E. Markarian, J. A. Stepanian</i>	639
OBSERVATIONS OF GALAXIES OF BYURAKAN CLASSIFICATION AT A FREQUENCY OF 102 MHz . . . <i>V. S. Artyukh, M. A. Hovhannissian</i>	655
ON THE STATISTICS OF MORPHOLOGICAL TYPES OF SINGLE GA- LAXIES AND OF THE COMPONENTS OF PAIRS . . . <i>M. A. Arakelian</i>	665
DISTRIBUTION OF THE APPARENT MAGNITUDES AND THE LUMINO- SITIES OF DOUBLE GALAXIES <i>M. A. Arakelian</i>	673
NON-LTE EFFECT ON DETERMINATION OF MICROTURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS <i>L. S. Lyubimkov, A. A. Boyarchuk</i>	683
ON THE PROPERTIES OF STELLAR WINDS IN EARLY-TYPE STARS <i>I. N. Portnova, N. A. Sakhibullin</i>	697
ON THE THEORY OF ANISOTROPICALLY SCATTERED RADIATION, THE EXPLICIT EXPRESSION FOR THE RESOLVENT FUNCTION <i>E. Kh. Danellian</i>	711
POLARIMETRIC INVESTIGATION OF BACKGROUND STARS IN THE AREA OF τ AND γ TAU <i>R. A. Vardanian, M. H. Ertisyan</i>	719
PHOTOGRAPHIC COLORIMETRY OF STELLAR FLARES IN THE PLEIADES AND ORION AGGREGATES. II <i>L. V. Mirzoyan, H. S. Chavushian, N. D. Melikian, R. Sh. Natsvlishvili,</i> <i>V. V. Hambarian, G. H. Bruttan</i>	725
ON INTERPRETATION OF MULTICOLOUR OBSERVATIONS OF THE RA- PID IRREGULAR VARIABLES WITH UNPERIODIC LIGHT FADINGS <i>A. F. Pugach</i>	739
TRAPEZIUM LIKE LARGE SYSTEMS <i>A. L. Gyulbudagyan</i>	747
ON PLASMA BEAM INSTABILITIES IN THE MAGNETOSPHERES OF PUL- SARS <i>V. D. Egorenkov, J. G. Lominadze, P. G. Mamradze</i>	753
DETERMINATION OF DISTANCES TO INTERSTELLAR CLOUDS FROM OH ABSORPTION FEATURES <i>I. G. Kolesnik, L. V. Yurevich</i>	761
ON THE STATISTICAL LIKENESS OF HIGH-VELOCITY CLOUDS AND STARS OF SPHERICAL COMPONENT OF THE GALAXY <i>R. B. Shatsova</i>	779
ON THE EQUILIBRIUM STATES OF THE COLLISIONLESS GRAVITA- TING SPHERE AND DISK <i>Z. Y. Turakulov</i>	791
INVERSE COMPTON REFLECTION FROM THE IONIZED NONRELATIVI- STIC PLASMA <i>S. R. Kelner, E. S. Shikhovitsa</i>	803
PROPAGATION OF WAVES IN ONE-DIMENSIONAL RELATIVISTIC ELECTRON-POSITRON PLASMA <i>L. S. Kuz'menkov, P. A. Polyakov</i>	815
NOTES	823

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КОЛОРИМЕТРИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В АГРЕГАТАХ ПЛЕАДЫ И ОРИОН, II <i>Л. В. Мирвоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацеличяни, В. В. Амбарян, Г. А. Брутян</i>	725
К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МНОГОЦВЕТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД С НЕПЕРИОДИЧЕСКИМИ ОСЛАБЛЕНИЯМИ БЛЕСКА <i>А. Ф. Пуляч</i>	739
ШИРОКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ <i>А. Л. Гюльбудалян</i>	747
О ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ <i>В. Д. Егоренков, Д. Г. Ломинадзе, П. Г. Мамрадзе</i>	753
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ ДО МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ОН <i>И. Г. Колесник, Л. В. Юревич</i>	761
О СХОДСТВЕ СТАТИСТИК ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ И ЗВЕЗД СФЕРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГАЛАКТИКИ . . . <i>Р. Б. Шацова</i>	779
РАВНОВЕСИЕ БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ ШАРА И ДИСКА <i>Э. Я. Туракулов</i>	791
ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ИОНИЗИРОВАННОЙ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ . <i>С. Р. Кельнер, Е. С. Шиховцева</i>	803
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОДНОМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ . <i>Л. С. Кузьменков, П. А. Поляков</i>	815
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ПОТОКИ В ЛИНИЯХ $H\beta$, [O III] λ 5007 И UVVR-ВЕЛИЧИНЫ ДЕСЯТИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ <i>В. Т. Дорошенко, В. А. Липовецкий, В. Ю. Терещук, А. И. Шаповалова</i>	823
О ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В МАРКАРЯН 7 <i>А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян</i>	826
ВСПЫШКА РАДИОЛИНИИ H_2O В Ψ 49 <i>Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартirosян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева</i>	830
ОБ ОДНОЙ СИСТЕМЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКОГО ТИПА . . <i>Л. Ровино, Р. К. Шахбазян</i>	834
СИНХРОННЫЕ UVV-НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ UV КИТА <i>Н. Д. Меликян, Н. Н. Килячков, В. Н. Илюкин</i>	835