

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 19

АВГУСТ, 1983

ВЫПУСК 3

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 201 <i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян</i>	393
ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. СРАВНЕНИЕ С ГАЛАКТИКАМИ МАРКАРЯНА <i>А. Т. Каллолян, Ф. Бвривен</i>	403
НОВАЯ ГАЛАКТИКА ТИПА СЕЙФЕРТА <i>М. А. Каварян</i>	411
ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ШЕСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. I <i>А. А. Коровяковская</i>	419
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600 <i>В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян</i>	429
О КОНФИГУРАЦИИ РАДИОГАЛАКТИК <i>Р. Р. Андрусян</i>	441
ПОПЫТКА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ С МАЛЫМИ КРАСНЫМИ СМЕЩЕНИЯМИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ <i>И. Е. Вальц, Б. В. Комберг</i>	449
КИНЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК И СТАТИСТИКА ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТ <i>Ю. В. Барышев</i>	461
ДИНАМИКА ВЫМЕТАНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ИЗ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЕЕ В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ <i>А. Г. Крицук</i>	471
К ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПРОТЯЖЕННОГО ГАЛАКТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА MONOGEM RING В СОЗВЕЗДИИ ЕДИНОРОГА <i>В. А. Кроль</i>	483
ОСОБЕННОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ СОЛНЦА В ГАЛАКТИКЕ <i>А. С. Марочник</i>	495
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР, МАССЫ, РАДИУСЫ И ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТЫРЕХ Аш-ЗВЕЗД <i>А. С. Любимков, И. С. Саванов</i>	505
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ WW Vul <i>А. В. Тимошенко, Г. К. Филиппев</i>	513

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Ա. Ա. Բոչարշուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյղյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбардумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллогян (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. Товмасын

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и висгалактической 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.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանգն է, որը ճատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագրում է ինՖնտոիզ ճողվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամաճությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առազգալակաիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գճով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստիբանտների և բաբճը կուսերի ուսանողների ճամաբ:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 ճամաբի տրճեֆն է 1 ս. 40 կ., բաճաներգագիբը 5 ս. 60 կ. մեկ տարվա ճամաբ: Բաճաներգագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոյուբաճանմամբներում, իսկ առաստանմանում՝ «Մեճղանառողնայա կնիգա» գորճակալության միբընդ, Մոսկվա, 200.

Главному редактору журнала «Астрофизика»
академику В. А. АМБАРЦУМЯНУ

Глубокоуважаемый

Виктор Амазаспович!

Редколлегия журнала «Астрофизика» сердечно приветствует Вас, крупнейшего астрофизика нашей страны, в день Вашего 75-летия.

Этот знаменательный день Вы встречаете на важных постах Президента Академии наук Армянской ССР, директора Бюраканской астрофизической обсерватории и Председателя Объединенного научного совета по астрономии Академии наук СССР. Правительство Советского Союза высоко оценило Ваши заслуги, дважды присвоив Вам звание Героя Социалистического Труда.

Нам особенно приятно отметить, что, несмотря на свою чрезвычайную занятость, Вы бесменно стоите во главе нашего журнала со дня его основания и делаете все для его расцвета.

Желаем Вам, дорогой Виктор Амазаспович, крепкого здоровья на долгие годы и новых выдающихся достижений во всей Вашей многогранной деятельности на благо нашего народа.

РЕДКОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА»

18 сентября 1983 г.

УДК 524.7—355—13

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 201

А. Н. БУРЕНКОВ, А. Р. ПЕТРОСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 25 октября 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

На основе спектров, полученных в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР, проведено спектроскопическое и спектрофотометрическое исследование ядра Маркарян 201. В спектре объекта наблюдаются как эмиссионные, так и абсорбционные линии, причем первые члены бальмеровской серии водорода находятся в эмиссии, а высшие — в поглощении. Эмиссионные компоненты H_γ и H_δ смещены относительно своих абсорбционных компонентов на ~ 300 км/с в коротковолновую сторону. Твердотельное вращение галактики наблюдается до расстояния $5''$ (около 850 пс) от геометрического центра ядра. Среднее значение градиента лучевой скорости на этом участке кривой вращения равно 15.5 ± 1.6 км/с на угл. с. Масса этой области ядра оценивается в $2 \cdot 10^9 M_\odot$. По относительным интенсивностям эмиссионных линий оценены значения $T_e \sim 6700$ К и $n_e \sim 440$ см $^{-3}$. Определено содержание O, N, He, S. Оценена масса излучающего газа — $1.1 \cdot 10^5 M_\odot$ и определено число звезд типа O7, которые могут обеспечить излучение ядра в линии $H\beta$ (~ 2700). По некоторым энергетическим характеристикам ядро Маркарян 201 превосходит ядра некоторых сейфертовских галактик. Делается вывод, что галактика имеет пекулярное ядро, в котором идет интенсивный процесс звездообразования.

1. Введение. Маркарян 201 (NGC 4194) [1] имеет необычную морфологическую структуру, на что обратили внимание еще Воронцов-Вельяминов и Арп, введя ее в свои списки пекулярных галактик под номерами 261 [2] и 160 [3]. Она входит также в каталог Цвикки под обозначением IZw 33 [4]. Согласно [5] ее морфологический тип — SBOr.

Результаты первых спектральных наблюдений этой галактики приведены в работе [6]; где отмечается ее сильный, раннего типа континуальный спектр с узкими эмиссионными линиями [O II], [O III], $H\beta$, $H\gamma$ и широкими абсорбционными линиями высших членов бальмеровской серии, начиная с H_δ . Некоторые данные о спектре объекта приведены в [7, 8]. В [8] отмечается присутствие в спектре Маркарян 201 высокоионизованных эмиссионных линий [Fe VII] λ 5158, [A IV] $\lambda\lambda$ 4711, 4740 и др. Результаты электрофотометрических измерений в лучах U, B, V и U, B,

V, R приведены в работах [9, 10] соответственно, а в лучах J, H, K, L и на 8.4 мкм — в [11]. В диапазоне от 7.9 мкм до 13.3 мкм светимость Маркарян 201 даже превышает светимость некоторых сейфертовских галактик [12].

В радиодиапазоне галактика наблюдалась неоднократно и на разных частотах [13—19], причем на всех этих частотах она является заметным радиоисточником. Радиоизлучение исходит в основном из ядра [17], которое по характеру спектра ($\bar{\alpha} = 0.80 \pm 0.55$ [15, 16]) идентично спектру некоторых радиогалактик и квазаров [20]. Все эти данные указывают на то, что Маркарян 201 обладает необычными физическими особенностями, и ее детальное исследование представляет интерес.

В настоящей работе приведены результаты детального спектроскопического и спектрофотометрического исследований центральной области Маркарян 201.

2. *Наблюдательный материал и его обработка.* Спектры Маркарян 201 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР, с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП М9ЦВ при качестве изображений $2''\text{—}3''$. В табл. 1 приведены данные наблюдений.

Таблица 1

Номера спектров	Дата	Экспозиция (мин)	Спектральный диапазон (А)
БТА 10	19/20.01.79 г.	25	3600—4950
11	" "	"	5700—6900
38	9/10.03.79 г.	"	6000—7200
39	" "	"	4750—5900
40	" "	"	3750—5100

Дисперсия на выходе ЭОП равнялась $\sim 65 \text{ А/мм}$ (разрешение $\sim 5 \text{ А}$), а масштаб перпендикулярно дисперсии — $16''/\text{мм}$. Источником спектра сравнения служила лампа с полым катодом ($\text{F}_a + \text{Ne}$). Звездам сравнения служили $\gamma \text{ UM}_d$ (АО, $m = 2^m 54$) и 34 Фейджа [21]. При всех наблюдениях щель спектрографа имела позиционный угол 170° и проходила через ядро галактики.

Спектры измерялись на «Аскорекорде» САО АН СССР. Для учета ошибок, вводимых спектрографом и ЭОП в структуру линий, детально измерены линии ночного неба [O I] $\lambda\lambda 6300$ и 5577 вдоль всей высоты щели, что дало возможность внести с достаточной точностью поправку за кривизну изображения щели при определении лучевых скоростей различных областей галактики (при измерении спектров использована машинная

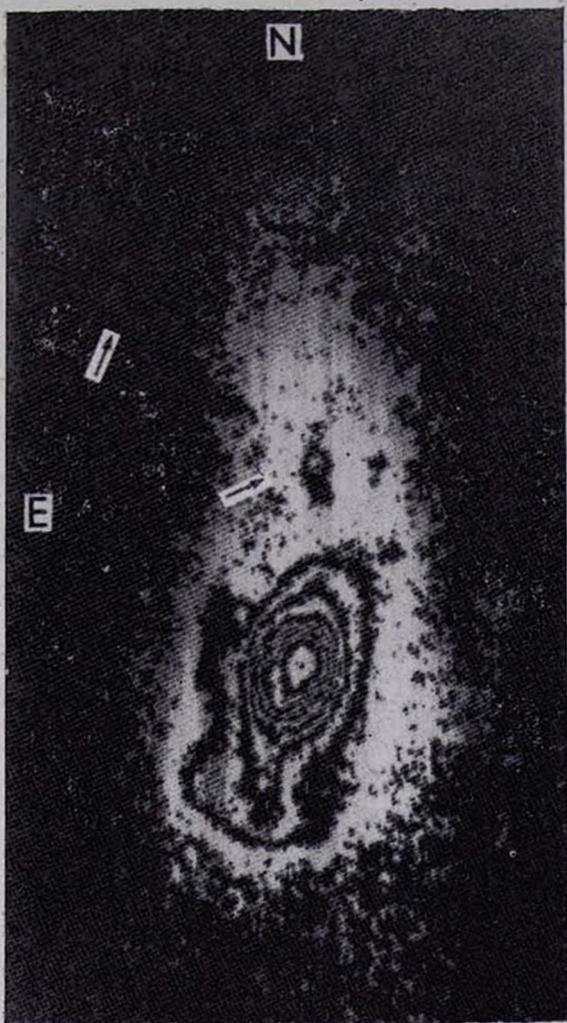


Рис. 1. Картина изоденс галактики Маркарян 201. Сверхассоциации отмечены стрелками. Масштаб 1 мм \sim 1".

К ст. А. Н. Буренкова и др.

программа, любезно предоставленная нам сотрудником САО АН СССР В. Л. Афанасьевым).

Для спектрофотометрического исследования регистрация спектров производилась на микрофотометрах ИФО-451 Бюраканской обсерватории и САО АН СССР с высотой щели, равной $5''$.

Чтобы дать представление о морфологической структуре Маркарян 201 на рис. 1 приведена картина изоденс снимка галактики, полученного в первичном фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской обсерватории 8 февраля 1981 г. на пластинке $Zu 2$ с экспозицией 20^m . Обработка снимка произведена на автоматическом микроденситометре САО АН СССР АМД-1. Изоденсы, построенные с постоянным шагом плотности 0.20, записаны двумя градациями плотности. Плотность фона на картине соответствует 0.40.

3. *Результаты.* На картине изоденс галактики (рис. 1) выделяется яркое эллипсоидальное ядро и спиральный рукав, выходящий из него на юг. Заметны также два образования типа сверхассоциаций, указанные на рисунке стрелками.

По виду спектра Маркарян 201 принадлежит к тем немногим маркарянским галактикам, в спектрах которых наблюдаются как эмиссионные, так и абсорбционные линии [22], причем первые члены бальмеровской серии водорода находятся в эмиссии, а высшие члены — в поглощении. Часть бальмеровских линий состоит из двух компонентов — эмиссионного и абсорбционного, причем их профили для разных линий выглядят по-разному. Это видно из рис. 2, на котором приведены сглаженные про-

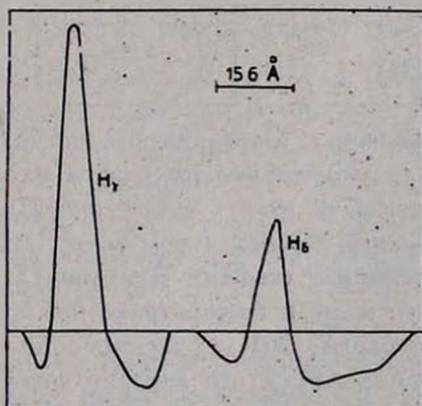


Рис. 2. Сглаженные профили линии H_γ и H_δ галактики Маркарян 201 (по спектру БТА-10).

фили линий H_γ и H_δ по спектру БТА-10. По вертикальной оси отложены величины $r_\lambda = I_\lambda/I_\lambda^0$, где I_λ и I_λ^0 — соответственно интенсивности внутри контура линий и на уровне непрерывного спектра. Центры эмиссионных

компонентов этих линий отклонены от абсорбционных в коротковолновую сторону примерно на — 300 км/с. В спектрах Маркарян 201 кроме балмеровских линий отождествлены также эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731/17, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, [O I] $\lambda\lambda$ 6300/64, He I λ 5876, [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, [O II] λ 3727, а также линии (D₁ + D₂) Na I в поглощении.

Для получения картины распределения лучевых скоростей по галактике на трех спектрах вдоль высоты щели измерены линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α, [O III] λ 5007 и H_β. Результаты измерений приведены в табл. 2. В первом столбце приведено расстояние измеряемой области от геометрического центра ядра галактики в направлении на юго-восток и северо-запад (в секундах дуги); в последующих семи столбцах — значения лучевых скоростей, измеренные по разным линиям и спектрам.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В МАРКАРЯН 201

Таблица 2

Расстояние от геометрического центра ядра (угл. с.)	Скорость (км/с)						
	БТА 11			БТА 38		БТА 39	
	H _β	[N II] 6584	[N II] 6548	H _α	[N II] 6584	H _β	[O III] 5007
Юго-восток	— ⁿ						
—9.0	2614	—	—	—	—	2658	—
—7.0	2619	—	—	—	—	2629	2700
—5.0	2612	2575	2617	2504	2465	2614	2645
—3.0	2568	2565	2585	2482	2455	2588	2606
0	2505	2500	2535	2425	2410	2563	2548
Северо-запад							
+2.5	2451	2449	2490	2383	2388	2492	2561
+5.0	2432	2452	2412	2351	2336	2523	2537
+8.0	2438	—	—	2363	—	—	—

Твердотельное вращение у Маркарян 201 наблюдается приблизительно до расстояния 5" от геометрического центра ядра. Среднее значение градиента лучевой скорости на этом участке кривой вращения, по измерениям всех вышеотмеченных линий, равно 15.5 ± 1.6 км/с на угл. с. Эти данные хорошо согласуются с данными Демулин [23], при наблюдениях которой позиционные углы щели спектрографа были равны 150° и 155°.

Масса ядра Маркарян 201 вычислена по обычной формуле $M = av^2/aG$ при предположении, что ядро является сфероидом. Величина реальной большой оси сфероида a и параметр a ($\alpha = 1.418$) вычислены, при значении позиционного угла линии узлов галактики $\Phi = 170^\circ$, а для угла между лучом зрения и нормалью к экваториальной плоскости сфероида принималось значение $\theta = 45^\circ$ [23]. Для массы ядра получено значение $M = 2 \cdot 10^8 M_\odot$ (по нашим измерениям лучевая скорость геометрического центра ядра, исправленная за вращение Солнца вокруг цен-

тра Галактики по [24], равна 2615 ± 23 км/с, для постоянной Хаббла принято значение $H = 75$ км/с Мпс).

Все отождествленные спектральные линии в спектрах Маркарян 201 были фотометрированы с точностью 10%. К сожалению, коротковолновая часть спектра получена при Луне, и поэтому линии поглощения фиолетовой области (короче $H\epsilon$) невозможно было измерить из-за их блендирования с линиями поглощения солнечного спектра. Значения эквивалентных ширин и относительных интенсивностей линий приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, бальмеровский декремент довольно крутой. Обычно крутой декремент объясняется либо избирательным поглощением на пути луча, либо присутствием в спектре части звезд галактики бальмеровских линий поглощения. Не исключена возможность действия этих факторов одновременно. Так как у эмиссионной линии $H\beta$ абсорбционный компонент не обнаружен, то в первом приближении можно предположить, что крутой бальмеровский декремент обусловлен в основном избирательным поглощением. На основе этого предположения наблюдаемые относительные интенсивности эмиссионных линий исправлены за покраснение по формуле

$$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_0 = (I_{\lambda}/I_{H\beta}) \cdot 10^{C(H\beta) \cdot f(\lambda)}$$

при допущении, что поглощение следует закону Уитфорда [25]. Значение $C(H\beta) = 1.08$ определено сравнением наблюдаемого бальмеровского декремента с теоретическим [26], при $T_e = 6700$ К и $n_e = 440$ см⁻³ (см. ниже). Значения $f(\lambda)$, нормированные к нулю у $H\beta$, получены из работы Уитфорда [25]. Значения $f(\lambda)$ и $(I_{\lambda}/I_{H\beta})_0$ приведены в последних двух столбцах табл. 3.

Так как в спектре галактики отсутствуют линии, по которым можно непосредственно определить электронную температуру, то при дальнейших расчетах для T_e принято значение 6700 К. Оно заимствовано из работы [27], в которой приведена эмпирическая зависимость T_e от $I([O III])/I([N II])$. Электронная плотность в ядре Маркарян 201 для принятого значения электронной температуры определена по отношению интенсивностей эмиссионных линий дублета [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 [28]. Она оказалась равной $n_e \sim 440$ см⁻³.

Зная электронную температуру и электронную плотность, а также интенсивности эмиссионных линий и принимая, что в ядерных H II областях Маркарян 201 флуктуации электронной температуры небольшие, можно оценить содержание тяжелых элементов по методике, описанной в [29—31]. Отметим, что при вычислении рекомбинационных коэффициентов для гелия использованы данные, приведенные в [32], для чисто радиативных процессов.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ
ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ МАРКАРЯН 201

Ион	λ (Å)	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	$f(\lambda)$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_0$
[S II] λ 6731	15.5	1.5	-0.375	0.57
[S II] λ 6717	16.4	1.6	-0.375	0.62
He I λ 6678?	1.5	0.17	-0.370	0.07
[N II] λ 6584	65.4	4.58	-0.350	1.59
H α	100.0	6.82	-0.345	2.89
[N II] λ 6548	20.8	1.51	-0.340	0.50
[O I] λ 6364	1.5	0.10	-0.315	0.05
[O I] λ 6300	4.3	0.28	-0.300	0.14
(D $_1$ +D $_2$)NaI	1.3	—	—	—
HeI λ 5876	2.8	0.11	-0.225	0.06
[O III] λ 5007	19.0	1.31	-0.045	1.17
[O III] λ 4959	5.4	0.40	-0.035	0.37
H γ	14.1	1.00	0.000	1.00
H γ (эм.)	4.3	0.21	+0.125	0.29
H γ (погл.)	3.5	—	—	—
H δ (эм.)	1.0	0.07	+0.190	0.11
H δ (погл.)	2.1	—	—	—
[O II] λ 3727	33.1	1.29	+0.310	2.79

Полученные значения логарифмов содержания тяжелых элементов для ядра галактики приведены в табл. 4. Причем, как обычно принято, количество атомов водорода равно 10^{12} . Отметим, что вычисленное содержание гелия и серы в ядре Маркарян 201 является нижним пределом, так как не учитывалось присутствие некоторого количества гелия в нейтральном и дважды ионизованном состояниях и серы в состоянии S $^{++}$. В табл. 4 для сравнения приведены значения содержания тяжелых элементов для других объектов [27, 29, 33—35].

Таблица 4

	He	O	N	S
Ядро Маркарян 201	>10.67	9.00	8.13	>7.14
Ядра спиральных галактик	—	9.03	8.16	—
Внегалактические изолированные III области	10.91	8.04	6.62	7.28
II области	11.07	8.60	7.59	>7.26
Планетарные туманности	11.04	8.83	8.17	—

Результаты электрофотометрического наблюдения ядра Маркарян 201 в B лучах с диафрагмами $15''$ и $11.6''$ приведены в [9, 36]. Так как градиент яркости ядерной области достаточно постоянен (см. рис. 1), то, используя эти значения, можно оценить яркость ядра в пределах диаметра в $5''$. Она оказалась равной 14^m3 .

По Коду [37] поток в линии H_β от звезды нулевой величины класса G4 составляет $3 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² с А. Тогда, при значении эквивалентной ширины линии $H_\beta - W_{H_\beta} = 14.1 \text{ \AA}$, для ядра Маркарян 201 (с диаметром $5''$ и при $m_B^5 = 14^m3$) для значения потока в линии H_β получим: $F_{H_\beta} \sim 8 \cdot 10^{-14}$ эрг/см² с. С учетом расстояния до Маркарян 201 (~ 35 Мпс) для полного излучения в линии H_β получим значение: $L_{H_\beta} \sim 1.2 \cdot 10^{40}$ эрг/с, что является ее нижним пределом.

Определяя излучение от единичного объема водорода в линии H_β для $T_e = 6700 \text{ K}$ и $n_e = 440 \text{ см}^{-3}$, с помощью формулы, приведенной в работе [38], получим: $I_{H_\beta} \sim 3.6 \cdot 10^{-20}$ эрг/см³с. Тогда реальный эффективный объем излучающего газа в ядре галактики будет равен: $V_{\text{эф}} \sim 3 \cdot 10^{59} \text{ см}^3$.

Масса излучающего газа ядра для сферического объема с диаметром $5''$ или 850 пс $M = V_{\text{эф}} n_e m_H \sim 1.1 \cdot 10^5 M_\odot$, а фактор скважности порядка $4 \cdot 10^{-5}$.

Используя полученное выше значение светимости ядра галактики в линии H_β , можно оценить количество лаймановских квантов, излучаемых ядром [39]: $N_{L_\alpha} \sim 2.6 \cdot 10^{52}$ квант/с. Такое количество L_α квантов в ядре галактики может обеспечить, например, около 2700 звезд спектрального класса O7 [40].

Как отмечалось выше, в спектре ядра Маркарян 201 наблюдаются как эмиссионные, так и абсорбционные линии, что, вероятно, обусловлено эффектом суммарного излучения H II областей и звездного состава галактики.

Если индикаторами звездного состава ядра галактики брать его абсорбционные линии, то по эквивалентной ширине линий $(D_1 + D_2)$ Na I (см. табл. 3) можно определить вероятный спектральный тип звезд, G2d, ответственных в среднем за образование этих линий [41]. По эквивалентным ширинам же линий H_γ и H_δ (с учетом вклада их эмиссионных компонентов) вероятный спектральный тип звезд: B7 или F0 [42].

5. *Обсуждение.* Детальное спектральное исследование центральной области Маркарян 201 приводит к следующим выводам:

1. Масса ядерной области галактики оказалась такой же низкой ($2 \cdot 10^5 M_\odot$), как отмечалось в [23].

2. Спектр объекта указывает на существование мощных H II областей и большого количества молодых звезд в его ядре.

3. Тот факт, что центры эмиссионных компонентов некоторых балмеровских линий смещены в коротковолновую сторону на ~ 300 км/с по отношению к центрам абсорбционных компонентов этих линий, указывает, по всей вероятности, на истечение газовой материи из центральных областей галактики, что согласуется с предполагаемым истечением нейтрального водорода из центра Маркарян 201 со скоростью — 200 км/с [43]. Этим истечением объясняется пекулярная морфологическая структура этой галактики [44].

4. Значения содержания тяжелых элементов (O и N) в ядре Маркарян 201, указывая на их избыточное содержание по сравнению с H II областями, хорошо совпадают с средними данными для ядер спиральных галактик, а отношение $N/O = 0.13$ является нормальным для H II областей [45].

5. Светимость ядра галактики в линии H_{β} ($1.2 \cdot 10^{40}$ эрг/с, при $H = 75$ км/с Мпс) довольно высокая и превышает светимость в линии H_{β} некоторых сейфертовских галактик второго и первого типов [46]. Таким образом, ядро Маркарян 201 является в энергетическом смысле довольно мощным образованием.

6. Значительная масса ионизованного вещества ($1.1 \cdot 10^5 M_{\odot}$) распределена в объеме с диаметром 850 пс в ядре галактики. Если предположить, что плотность ионизованного вещества остается постоянной во всей области ядра (в области с диаметром $10''$ или 1700 пс), то отношение $M_{HII}/M_{обш}$ в ядре будет порядка $3 \cdot 10^{-4}$.

7. Содержание молодых звезд во всем объеме ядра ($\sim 2.2 \cdot 10^4$ звезд спектрального типа O7 в объеме с диаметром 1700 пс) того же порядка, что и у ядер галактик Серсика-Пасторизы [47] и почти на два порядка выше, чем у изолированных H II областей [48].

Суммируя все вышесказанное, можно заключить, что Маркарян 201 имеет пекулярное ядро, в котором идет интенсивный процесс звездообразования, сопровождающийся заметным нетепловым радиоизлучением [15, 16, 49].

Авторы выражают благодарность сотруднику ВЦ САО АН СССР А. Назаренко за помощь при построении изоденс Маркарян 201.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР
Бюраканская астрофизическая обсерватория
Ереванский государственный университет

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 201

A. N. BURENKOV, A. R. PETROSSIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectroscopic and spectrophotometric observations of Markarian 201 carried out at the prime focus of the 6-m telescope are presented. The spectrum of the nucleus shows both emission and absorption lines and in addition the first members of Balmer lines are in emission, and the highest — in absorption. Emission components of H_{γ} and H_{β} are displaced to the short wave on ~ 300 km/s relatively their absorption components. The solid body rotation of the galaxy up to the distance $5''$ (about 850 pc) from geometrical centre of nucleus is observed. The mean value of the gradient of radial velocity on this part of the rotation curve is 15.5 ± 1.6 km/s per arcsec. The mass of this volume is $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$. By means of intensity ratios of emission lines $T_e \sim 6700$ K and $n_e \sim 440 \text{ cm}^{-3}$ are evaluated. The abundances of O, N, He and S are estimated. The mass of the emitting gas is $\sim 1.1 \cdot 10^5 M_{\odot}$ and the number of the stars of O7 type, which can provide the radiation of the nucleus in H_{β} , are estimated ~ 2700 . The nucleus of Markarian 201 exceeds, in some energetic characteristics, the nuclei of some Seyfert galaxies. It is concluded that the galaxy has a peculiar nucleus, in which the intensive process of star formation proceeds.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Атлас и каталог взаимодействующих галактик*, М., 1959.
3. H. Arp, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, California, 1966.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies*, Switzerland, 1971.
5. G. de Vaucouleurs, *Ap. J. Suppl. ser.*, 8, 31, 1963.
6. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
7. М. А. Аракелян, Э. А. Дубай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
8. N. Garozzi, M. Chopinet, R. Daflot, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 273, B 151, 1971.
9. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.
10. J. P. Huchra, *The Nature of Markarian Galaxies*, Thesis of Diss., Pasadena, 1977.
11. D. A. Allen, *Ap. J.*, 207, 367, 1976.
12. G. H. Rieke, F. J. Low, *Ap. J.*, 178, L 95, 1972.
13. R. A. Sramek, H. M. Toumassian, *Ap. J.*, 196, 339, 1975.
14. G. Kojotan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Toumassian, C. R. Purton, *Ap. J.*, 203, 323, 1976.
15. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
16. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 53, 93, 1976.

17. *J. J. Condon, L. L. Dressel*, *Ap. J.*, 221, 456, 1978.
18. *P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, I. I. K. Pauliny-Toth, J. Schmidt-A. Wittzel*, *Astron. Astrophys.*, 81, 235, 1980.
19. *J. Pflaederer, C. Durst, K.-H. Gebler*, *M. N.*, 192, 635, 1980.
20. *K. I. Kellermann*, *Galactic and Extra-Galactic Radio-Astronomy*, Springer Verlag, New York, 1974, p. 320.
21. *R. P. S. Stone*, *Ap. J.*, 218, 767, 1977.
22. *E. Ye. Khachikian*, *A. J.*, 73, 891, 1968.
23. *M.-H. Demoultin*, *Ap. J.*, 188, 325, 1969.
24. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. G. Corwin*, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
25. *A. E. Whitford*, *A. J.*, 63, 201, 1958.
26. *M. Brocklehurst*, *M. N.*, 153, 471, 1971.
27. *D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. July, L. Vigroux*, *Astron. Astrophys.*, 78, 200, 1979.
28. *И. В. Носов*, *Астрон. цирку.*, № 1050, 1979.
29. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, *Ap. J.*, 168, 413, 1971.
30. *P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert*, *Astron. Astrophys.*, (28, 447, 1973).
31. *M. Peimbert, R. Costero*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
32. *M. J. Seaton*, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, 4, 331, 1968.
33. *H. B. French*, *Ap. J.*, 240, 41, 1980.
34. *S. A. Hawley*, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
35. *L. H. Aller, S. J. Czyzak*, *IAU Symp. No. 34*, 1968, p. 209.
36. *W. C. Keel, D. W. Weedman*, *A. J.*, 83, 1, 1978.
37. *А. Д. Код*, *Звездные атмосферы*, ИЛ, М., 1963; стр. 67.
38. *D. Menzel*, *Ap. J.*, 85, 330, 1937.
39. *S. R. Pottasch*, *Vistas in Astronomy*, 6, 149, 1965.
40. *P. G. Mezger, I. F. Smith, E. Churchwell*, *Astron. Astrophys.*, 32, 269, 1974.
41. *Y. Andrillat, S. Souffrin, D. Alloin*, *Astron. Astrophys.*, 19, 405, 1972.
42. *И. М. Копылов*, *Изв. Крымской обс.*, 35, 11, 1966.
43. *L. Bottinelli, L. Gouguenheim, J. Heldmann*, *Astron. Astrophys.*, 22, 281, 1973.
44. *M.-H. J. Ulrich*, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
45. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, *M. N.*, 179, 217, 1977.
46. *H. K. C. Yee*, *Ap. J.*, 241, 894, 1980.
47. *P. S. Osmer, M. G. Smith, D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 192, 279, 1974.
48. *J. Bergeron*, *Ap. J.*, 211, 62, 1977.
49. *J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, R. A. Sramek*, *Ap. J.*, 247, 419, 1981.

УДК 524.7

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК.
СРАВНЕНИЕ С ГАЛАКТИКАМИ МАРКАРЯНА

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Ф. БЕРНГЕН

Поступила 2 апреля 1983

Принята к печати 25 апреля 1983

Приводятся результаты $UBVR$ поверхностной фотометрии семи нормальных спиральных галактик. Проведено сравнение фотометрических параметров, определенных для этих галактик и галактик с ультрафиолетовым избытком излучения. В частности показано, что после вычитания яркости ядер из интегральной яркости, галактики обоих типов показывают почти одинаковое распределение на диаграмме ($U-B$, $B-V$).

1. Введение. В работах [1—3] и [4, 5] приводились результаты $UBVR$ и UBV поверхностной фотометрии соответственно шести и трех галактик Маркаряна, взятых из списков [6, 7]. Были определены некоторые фотометрические характеристики для галактик Маркаряна 7, 8, 10, 11, 12, 13, 185, 186 и 190. В частности было показано, что на диаграммах ($U-B$, $B-V$) имеется большой разброс показателей цвета различных областей внутри каждой отдельной галактики. Ядра большинства исследованных галактик оказались весьма голубыми. В некоторых случаях до 60—70% интегрального излучения галактики обусловлено областями, находящимися по своим цветам выше кривой абсолютно черного тела. Из результатов многоапертурной фотометрии, выполненной Брошом и Шейвивом [8], следует, что и в случае изолированных спиральных галактик значительная доля интегрального излучения иногда обусловлена областями в данной галактике, находящимися на диаграмме ($U-B$, $B-V$) выше кривой абсолютно черного тела. К тому же эти галактики, подобно галактикам S_m и I_m , показывают посинение $U-B$ в ядерной области при уменьшении апертуры. В этом отношении изолированные спиральные галактики напоминают галактики с активными ядрами. При этом авторы приходят к выводу, что ультрафиолетовое излучение ядер скорее имеет незвездную природу.

Согласно Ларсону и Тинслей [9], в отличие от нормальных галактик, интегральные цвета пекулярных галактик Арпа, с явными признаками взаимодействия, показывают большой разброс на диаграмме ($U-B$,

В—V). Авторы считают, что большой разброс обусловлен вспышками звездообразования с характерным временем порядка 2×10^7 лет. При этом отметим, что состояние ядер галактик не учитывается. Между тем, явления, происходящие в ядрах галактик, столь разнообразны, а иногда столь грандиозны, что имеет смысл рассмотрение динамических и других особенностей внеядерных областей галактик в зависимости от состояния соответствующих ядер. Эту задачу поставил еще в 1964 г. В. А. Амбарцумян и привел некоторые доводы в пользу предположения, согласно которому ядро галактики влияет на ее эволюцию [10]. Следует с самого начала оговориться, что вряд ли можно ожидать строгих, а тем более однозначных корреляций между параметрами ядер и внеядерных областей галактик. Однако если рассмотреть ядра, находящиеся в примерно одинаковой форме активности, то можно надеяться прийти к более определенным выводам. В этом отношении подходящими объектами являются галактики Маркаряна, активность которых проявляется в наличии ультрафиолетового избытка излучения у их ядер. В пользу сказанного может свидетельствовать тот факт, что в подавляющем большинстве случаев в морфологии этих галактик наблюдается та или иная пекулярность (см., например, [11, 12]).

Для выяснения роли ядра в жизни галактики целесообразно сопоставить фотометрические характеристики, определенные на однородном материале как для галактик с активными ядрами, так и для галактик с нормальными ядрами. Для этой цели метод поверхностной фотометрии представляется одним из наиболее подходящих и доступных. В настоящей статье приводятся результаты такого исследования для семи нормальных галактик, а точнее галактик с ядрами, активность которых не установлена, и полученные фотометрические характеристики сопоставляются с таковыми, полученными нами для галактик Маркаряна в цитированных выше работах.

2. *Наблюдательный материал и методика измерений.* С целью сохранения однородности наблюдательных данных были использованы снимки, на которых ранее нами фотометрировались галактики Маркаряна. Снимки были получены в системе *UBVR* в шмидтовском фокусе Таутенбургского двухметрового телескопа. На этих снимках ранее были измерены галактики Маркаряна 7, 8 и 10—13 (см. [1—3]). Методика измерений описана в тех же статьях. Используемая диафрагма на объективном фотометре Таутенбургской обсерватории вырезает на снимках квадрат со стороной около $5''$.

В табл. 1 приведен список исследованных галактик. В первом столбце приведены номера галактик по каталогу Нильсона [13]. Последующие столбцы содержат данные, также взятые из этого каталога: морфологический тип, позиционный угол большой оси, оценка наклона галактик к

лучу зрения по 7-балльной системе (7—видимые с ребра), размеры галактик, определенные соответственно на синих и красных картах Паломарского атласа, и видимые интегральные величины.

Таблица 1
ДАННЫЕ ОБ ИЗМЕРЕННЫХ ГАЛАКТИКАХ

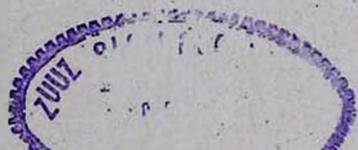
UGC	Морф. тип	Р.А.	δ	Размеры	$m_{\text{гр}}$
04 169	Sc	140°	5	1.7×0.8 1.8×0.8	13 ^m .5
04 159	S	90	—	0.9×0.5 0.9×0.4	13.9
04 128	Sc	45	4	1.8×1.1 1.7×0.9	13.9
04 057	Sa	55	6	2.6×0.7 2.7×0.8	13.4
04 036 NGC 2441	Sc/SBc	—	1	2.3×2.2 2.2×2.2	12.7
03 859	Sa	45	3	1.6×1.1 1.7×1.2	13.3
03 858	Sa	120	2	1.2×1.0 1.4×1.1	13.8

Первые три галактики в табл. 1 находятся на снимках области галактик Маркарян 10 и 13, а четыре последних — на снимках области галактик Маркарян 7, 8, 11, 12. Отметим еще, что согласно [13] галактики UGC 04 169 и 04 159, а также UGC 03 858 и 03 859 составляют пары.

Как видно из данных табл. 1 все исследуемые галактики являются спиралями. Распределение исследованных нами в [1—5] галактик с ультрафиолетовым избытком излучения по морфологическим типам таково: 6—спиральных, 2—иррегулярных и 1—типа S0. Преобладание спиральных галактик среди этих объектов обусловило выбор в этой статье только спиралей.

Все нижеследующие данные приведены в нашей цветовой системе. Их можно перевести к стандартной системе UBV по приведенным в [1] уравнениям. Для R -цвета $\lambda_{\text{эфф}} = 6300 \text{ \AA}$, что очень близко к значению эффективной длины волны стандартной R -системы Бекера.

3. *Результаты.* В табл. 2 приведены интегральные звездные величины и показатели цвета исследуемых галактик. Все три показателя цвета $U-B$, $B-V$ и $V-R$ определялись в тех радиусах, где можно было вычислить соответствующие звездные величины. Из-за сравнительно яркой предельной звездной величины в цвете R показатель цвета $V-R$ определялся для более внутренних областей галактик.



В последних двух столбцах табл. 2 приведены средние (B/\square'') и средневзвешенные (β_0) поверхностные яркости галактик. Средние поверхностные яркости определялись обычным путем деления интегральной интенсивности данной галактики на соответствующую площадь, выраженной в кв. секундах дуги. β_0 определялась по использованной для галактик Маркаряна формуле, приведенной в [1]:

$$\beta_0 = -2.5 \lg i = -2.5 \lg \int f(i) id s / \int f(i) ds, \quad (1)$$

где i — поверхностная яркость в разных точках галактики, ds — элемент площади, а $f(i)$ — некоторый, заранее принятый вес. Значения $f(i)$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} f(i) &= i_0 \quad \text{при} \quad i \geq i_0, \\ f(i) &= i \quad \text{при} \quad i < i_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь i_0 некоторая условная поверхностная яркость, введением которой интервал поверхностной яркости в галактике разбивается на две части. Как и в случае галактик Маркаряна, для i_0 в звездных величинах с кв. секунды дуги принято значение $21^m.5$.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК

UGC	B	$U-B$	$B-V$	$V-R$	Размеры	B/\square''	β_0
04 169	17 ^m .79	-0 ^m .19	0 ^m .54	0 ^m .20	0.1×0.1	22 ^m .98	22 ^m .43
	14.21	-0.06	0.48	0.10	1.2×0.55		
	14.01	—	0.51	—	1.6×0.85		
04 159	17.34	0.03	0.44	0.42	0.1×0.1	22.74	21.90
	14.79	-0.11	0.50	0.23	0.9×0.4		
	14.68	—	0.53	—	1.1×0.5		
04 128	17.69	0.25	0.76	0.39	0.1×0.1	23.24	22.62
	14.62	0.05	0.70	0.24	1.0×0.7		
	14.45	—	0.73	—	1.2×0.9		
04 057	16.96	0.05	0.61	0.72	0.1×0.1	23.20	22.17
	14.43	0.30	0.88	0.45	1.2×0.5		
	13.92	—	0.96	—	2.4×0.8		
04 036	18.07	0.29	1.12	0.26	0.1×0.1	23.19	22.78
	13.76	0.03	0.80	0.23	1.4×1.2		
	13.54	—	0.82	—	1.7×1.6		
03 859	17.71	0.32	0.70	0.49	0.1×0.1	23.09	22.01
	14.70	0.34	0.89	0.28	0.7×0.4		
	14.36	—	0.97	—	1.2×0.9		
03 858	17.07	0.31	0.55	0.59	0.1×0.1	23.23	22.12
	14.96	0.27	0.83	0.32	0.6×0.5		
	14.64	—	0.91	—	1.4×0.9		

При определении β_0 большой вес придается более ярким областям в данной галактике. Как известно, в определении $\overline{B/\square}$ существенную роль играют слабые внешние области галактик, которые иногда сильно занижают ее значение. При этом для разных галактик их влияние может оказываться совершенно различным.

По данным табл. 2 среднее значение $\overline{B/\square}$ для трех галактик типа Sa равно 23^m17 , а для трех галактик типа Sc 23^m14 , то есть оба значения практически совпадают. Между тем, средние значения β_0 для этих же двух групп соответственно равны 22^m10 и 22^m61 , то есть по поверхностной яркости галактики типа Sa в среднем на 0^m5 ярче галактик типа Sc, что и следовало ожидать. К тому же дисперсии величины β_0 для 7 нормальных галактик и 9 галактик Маркаряна соответственно равны 0.09 и 0.12, тогда как дисперсии величины $\overline{B/\square}$ для двух выборок существенно отличаются (они соответственно равны 0.03 и 0.20). Исходя из сказанного, мы считаем более целесообразным использование параметра β_0 при сравнении средних поверхностных яркостей различных типов галактик. Среднеарифметическое значение β_0 для 7 галактик, исследуемых в настоящей статье, равно 22^m29 , а для 9 галактик Маркаряна 21^m56 . Таким образом, по средневзвешенным поверхностным яркостям галактики с ультрафиолетовым избытком излучения в среднем на 0^m7 ярче нормальных галактик. Между тем, согласно Хукра [14] средние поверхностные яркости галактик Маркаряна и галактик поля, вычисленные обычным способом, практически совпадают.

На диаграммах ($U-B$, $B-V$), построенных для каждой из 7 нормальных галактик, были нанесены точки, характеризующие значения $U-B$ и $B-V$ для каждой измеренной площадки. Затем отсюда были вычислены суммарные интенсивности в B -цвете областей в каждой галактике, находящихся по своим цветам в полосах, параллельных кривой абсолютно черного тела. Эти суммарные интенсивности были разделены на интегральную интенсивность всей галактики в B -цвете. Ширина взятых нами полос равна 0^m2 . Как и в работах [1-5], полоса № 4 примыкает к кривой абсолютно черного тела сверху, а полоса № 5 — снизу. Полученные данные приведены в табл. 3.

Из данных табл. 3 можно прийти к следующим выводам: во-первых, максимум суммарной интенсивности в таких полосах для всех галактик попадает ниже кривой абсолютно черного тела; во-вторых, вопреки ожидаемому, величина K , определяющая долю интенсивности выше кривой абсолютно черного тела, не увеличивается при уменьшении $U-B$. Так, например, в случае галактики UGC 04 036, обладающей довольно красным ядром, $K \approx 0.5$, тогда как в случае галактики UGC 04 169 с наиболее голу-

бым ядром $K = 0.18$. В подтверждение сказанному укажем, что в среднем для всех семи нормальных галактик $K = 0.28$, а для девяти галактик с ультрафиолетовым избытком излучения ядер $K = 0.27$.

Таблица 3
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОЛОСАХ
НА ДИАГРАММАХ ($U-B$, $B-V$)

UGC	№ полосы							K
	1	2	3	4	5	6	7	
04 169	—	—	0.037	0.142	0.310	0.433	0.078	0.179
04 159	0.015	0.040	0.048	0.089	0.487	0.244	0.077	0.192
04 128	—	0.005	0.057	0.206	0.562	0.170	—	0.268
04 057	0.005	0.019	0.064	0.238	0.330	0.151	0.193	0.326
04 036	—	0.009	0.060	0.420	0.459	0.047	0.005	0.489
03 859	—	0.017	0.016	0.194	0.403	0.370	—	0.227
03 858	0.009	0.014	0.079	0.183	0.252	0.463	—	0.285

На рис. 1 приведены диаграммы ($U-B$, $B-V$), построенные для ядер галактик, для галактик в целом и для галактик без учета яркости ядерных областей. Для сравнения на диаграммах нанесены также галактики с ультрафиолетовым избытком излучения, данные о которых взяты из работ [1—5].

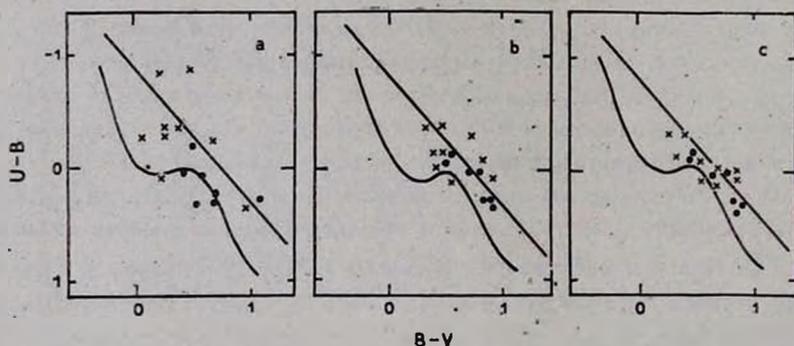


Рис. 1. Диаграммы ($U-B$, $B-V$) для а) ядер галактик, б) галактик в целом и в) галактик без учета яркости ядер. Точки — нормальные галактики, крестики — галактики Маркаряна.

На рис. 1а бросается в глаза большой разброс в распределении галактик Маркаряна. Для нормальных галактик он несравненно меньше. Это различие, правда, в меньшей степени, сохраняется и на рис. 1б, на котором нанесены интегральные цвета галактик. Оно почти исчезает на рис. 1с, где использованы цвета галактик без учета яркости их ядер. Вместе с тем,

внешние области галактик Маркаряна существенно более красные, чем их ядра.

4. **Заключение.** В ходе настоящего исследования получены следующие результаты:

Во-первых, по средневзвешенным поверхностным яркостям галактики с ультрафиолетовым избытком излучения ядер в среднем на $0^m.7$ ярче нормальных спиральных галактик, исследованных в этой статье. Этот вывод, однако, основан на небольшом материале и нуждается в дальнейшем подтверждении.

Во-вторых, распределение интенсивности относительно кривой абсолютно черного тела на диаграмме ($U-B$, $B-V$) не зависит от состояния ядра. Как в случае галактик с ультрафиолетовым избытком излучения ядер, так и для нормальных спиральных галактик в среднем около 30% интегрального излучения обусловлено областями, находящимися по своим цветам выше кривой абсолютно черного тела.

В-третьих, большой разброс, наблюдаемый для интегральных цветов галактик Маркаряна на диаграмме ($U-B$, $B-V$), обусловлен ядрами этих галактик. При вычитании интенсивности ядер из интегральных интенсивностей, этот разброс сильно уменьшается и почти не отличается от такового для нормальных спиральных галактик. К аналогичному выводу пришел Видман [15] на основании фотоэлектрических наблюдений нескольких галактик Маркаряна.

Таким образом, с одной стороны, активные ядра (какими считаются ядра галактик Маркаряна) чаще присутствуют в галактиках высокой поверхностной яркости, а с другой — характер излучения внеядерных областей галактик, по-видимому, не зависит от наличия в них активного ядра с избытком излучения в ультрафиолетовой области спектра. При этом отметим, что галактика Маркарян 10 из нашей выборки принадлежит к типу сейфертовских.

Согласно Бирману и Фрике [16], оптические и радиоособенности большинства галактик Маркаряна, исключая галактики типа Sy 1, можно объяснить вспышками звездообразования в них. Имея в виду результаты настоящей работы, следует допустить, что предполагаемые вспышки звездообразования происходят, в основном, в ядрах галактик с ультрафиолетовым избытком излучения. Однако для более правильного истолкования наблюдательных данных необходимо привлечь к рассмотрению большее число галактик с активными и неактивными ядрами, чем исследовано в настоящей статье.

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну за полезную дискуссию. Один из авторов (А. Т. К.) признателен руководству и

сотрудникам Таутенбургской обсерватории за оказанное содействие при выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Центральный институт астрофизики АН ГДР

A FOUR-COLOUR PHOTOMETRY OF SPIRAL GALAXIES. A COMPARISON WITH MARKARIAN GALAXIES

A. T. KALLOGHLIAN, F. BÖRNGEN

The results of *UBVR* surface photometry of seven normal spiral galaxies and a comparison of some photometric parameters of these galaxies with galaxies having ultraviolet excess of radiation are given. It has been particularly shown that the subtraction of nuclear brightnesses from integrals leads to about the same distribution of underlying galaxies of both types on the $(U-B, B-V)$ diagram.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
2. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 5, 1975.
3. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 617, 1975.
4. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 12, 13, 1976.
5. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 13, 233, 1977.
6. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
7. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
8. N. Brosch, G. Shavit, *Ap. J.*, 253, 526, 1982.
9. R. V. Larson, B. M. Tinsley, *Ap. J.*, 219, 46, 1978.
10. V. A. Ambartsumian, "The Structure and Evolution of Galaxies", Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1965, p. 1.
11. А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
12. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 369, 1975.
13. P. Nilson, *Uppsala Astr. Obs. Ann.*, № 6, 1973.
14. J. P. Huchra, Ph. D. Thesis, Pasadena, 1977.
15. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.
16. P. Bterman, K. Fricke, *Astron. Astrophys.*, 54, 461, 1977.

УДК 524.7—355—13

НОВАЯ ГАЛАКТИКА ТИПА СЕЙФЕРТА

М. А. КАЗАРЯН

Поступила 26 октября 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Приведены результаты спектрофотометрического исследования одной галактики с *UV*-избытком, которая в списке [1] имеет порядковый номер 163. Ее спектры были получены на 6-м телескопе САО АН СССР, а прямой снимок — на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Галактика № 163 в основном состоит из двух частей, S и N. В спектре S наблюдаются широкие и сильные эмиссионные линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959; H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , которые характерны для галактик Sy1. На широких краях линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} наблюдаются два компонента, которые на рис. 3 обозначены через I и II. Компонент I наблюдается также на широких краях линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959. В спектре части N, по всей вероятности, наблюдаются слабые линии [N II] λ 6584 и H_{α} в эмиссии, а H_{β} и H_{γ} в поглощении. Делается заключение, что части S и N галактики № 163 сильно отличаются друг от друга своей активностью. Первая из них является чрезвычайно активной, а вторая ее почти не проявляет. Приведены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий части S галактики № 163.

1. *Введение.* В период с 29 по 31 октября 1981 г. и с 27 по 29 мая 1982 г. на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS было получено 137 спектров для 31 галактики с *UV*-избытком из списков [1, 2]. Спектры 26 галактик из них получены впервые.

В качестве регистрирующей установки был использован многоканальный спектрофотометр 6-м телескопа САО. Его подробное описание приведено в [3]. Одна из галактик, порядковый номер которой в [1] 163 ($\alpha_{1950} = 17^h 47^m 3$, $\delta_{1950} = +68^{\circ} 38'$), оказалась типа Sy 1. Настоящая статья посвящена ее исследованию.

Для галактики № 163 получено 14 спектров, которые охватывают область приблизительно $\lambda\lambda$ 7400—3300 А. 6 из них получены для красной, 6 для голубой и 2 для фиолетовой частей спектра. 8 спектров получено 31 октября 1981 г., а 6 — 28 мая 1982 г. Экспозиции всех спектров 10 мин. Спектры получены с дисперсией 100 А/мм. Ширина щели спектрографа — 0.9.

Прямой снимок галактики № 163 был получен 11 августа 1977 г. в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории на пластинках ORWO (ZU-2) в фотографических лучах (оригинальный масштаб 1 мм \approx 20"). Экспозиция снимка 10 мин.

2. *Морфологическая структура и описание спектральных линий.* Просмотр изображений галактики № 163 как на картах Паломарского атласа, так и на снимке, полученном на 2.6-м телескопе, показывает, что галактика в основном состоит из двух, северной протяженной и южной компактной, частей. Первая из них на картах имеет красный, а вторая голубой цвет; из второй части к югу и юго-западу отходят два отростка. На красной карте северная часть имеет эллиптическую форму с размерами $12 \times 20''$ и почти сливается с южной компактной частью. Из голубой карты, а также снимка, полученного на 2.6-м телескопе, видно, что северная часть имеет центральную яркую область круглой формы с диаметром 7". Изображение южной компактной части не отличается от такового звезды и имеет диаметр 4". Расстояние между центрами этих частей составляет 8".

На рис. 1 приведена репродукция фотографии галактики № 163, полученной на 2.6-м телескопе. Северная протяженная и южная компактная части обозначены на ней через N и S соответственно. В тексте вместо полного названия этих частей будем использовать буквы N и S. Для S получено 10 спектров, а для N — 4.

В спектрах части S галактики № 163 были отождествлены эмиссионные линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , которые наиболее сильные и широкие. Кроме них в спектрах наблюдаются слабые эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731/17, Fe II $\lambda\lambda$ 5320, 4570 и [Ne III] λ 3869.

Красное смещение части S галактики № 163, определенное по вышечтенным линиям, равно 0.0627 ± 0.0005 , ее абсолютная величина $M_{pg} = -21^m.5$. При определении абсолютной величины части S постоянная Хаббла H принималась равной 75 км/с Мпс, а значение m_{pg} было взято из [1].

На рис. 2 приведена регистрограмма спектра S в линиях [S II] $\lambda\lambda$ 6731/17, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и H_{δ} в шкале интенсивностей. Под каждой линией приведен также узкий спектральный интервал фона неба, наблюдаемого у длины волны данной линии.

На рис. 3 приведены контуры линий H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и H_{δ} . Каждый из них был построен при помощи одного спектра.

Из этих рисунков видно, что в спектре S каждую линию можно грубо разделить на две части — верхнюю узкую и нижнюю широкую. Границы разделения этих частей на рисунках очерчены пунктирной линией.

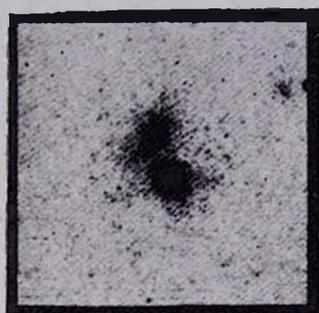


Рис. 1. Репродукция фотографии гамма-квантов № 103 (масштаб $1 \text{ мм} \approx 1''4$).

К ст. М. А. Казарина

Полные ширины нижних частей линий H_{α} , $[O III] \lambda 5007, 4959$, H_{β} , H_{γ} и H_{δ} приблизительно равны 320, 100, 38, 160, 130 и 90 Å соответственно. Если предполагать, что линии расширяются по эффекту Доплера, то этим ширинам будут соответствовать скорости 14600, 6100, 2300, 9900, 9000 и 6600 км/с. Те же самые величины верхних узких частей линий соответственно будут примерно в 12, 5, 2, 9, 8 и 6 раз меньше.

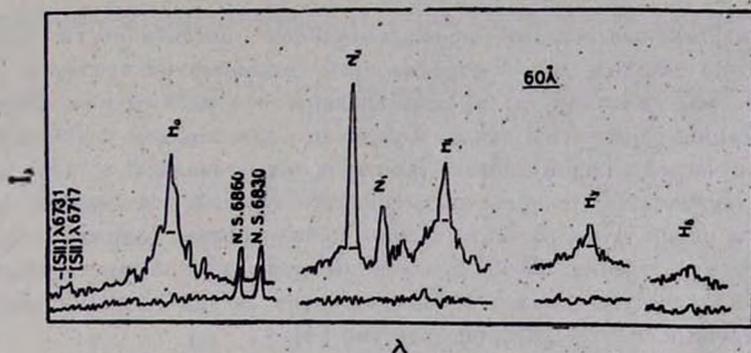


Рис. 2. Регистрограмма спектра части S галактики № 163.

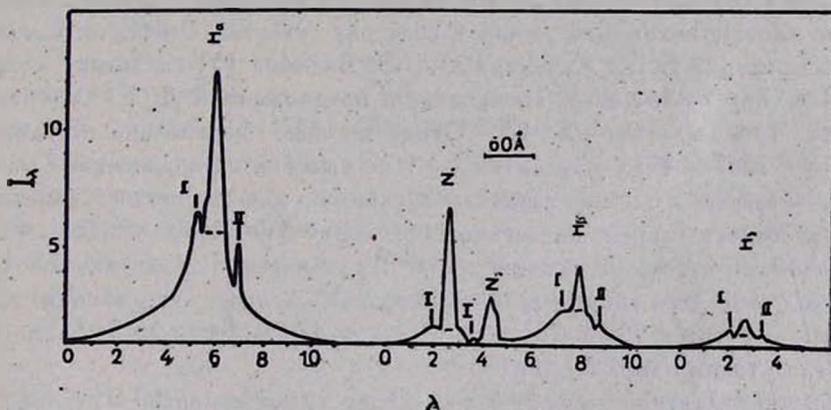


Рис. 3. Контуры эмиссионных линий спектра части S галактики № 163.

Из рис. 2 и 3 видно также, что в широкой части линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} наблюдаются два компонента, которые на рис. 3 обозначены через I и II. Компонент I наблюдается также в широкой части линий $[O III] \lambda 5007$ и 4959 . От главного максимума каждой линии компонент I смещен в длинноволновую, а II — в коротковолновую сторону. Радиальные скорости компонентов I и II, определенные при помощи смещений, наблюдаемых на вышеотмеченных линиях, будут $v_I = +970 \pm \pm 70$ км/с, $v_{II} = -1330 \pm 20$ км/с.

В спектрах части N галактики № 163, которые приблизительно охватывают интервал λ 7400—4300 А, хорошо выраженных линий нет; по всей вероятности, в них наблюдаются слабые линии [N II] λ 6584 и H_{α} в эмиссии, а линии H_{β} и H_{γ} — в поглощении. Красное смещение z , определенное по этим линиям, приблизительно равно 0.0750 — оно на 0.0123 больше такового части S галактики № 163.

3. *Эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий.* Эквивалентные ширины линий определены с помощью их контуров. При определении этих величин были использованы все наблюдения. Эквивалентные ширины определены также и отдельно для верхней узкой и нижней широкой частей каждой линии. Данные о них приведены в табл. 1, где приведены также относительные интенсивности как для этих частей, так и для линий в целом. При их определении использованы данные, полученные из всех наблюдений. Для определения спектральной чувствительности системы в качестве стандарта была выбрана звезда Корпф 27, распределение энергии в спектре которой известно [4]:

4. *Обсуждение результатов.* Из описаний линий, приведенных выше в спектрах части S галактики № 163, видно, что они имеют сложную структуру, но вообще похожи на линии в спектрах галактик Сейферта. Согласно классификации Э. Е. Хачикяна и Д. В. Видмана [5] галактику можно отнести к типу Sy 1, а по классификации, предложенной Д. Е. Остербромом и А. Т. Коски [6], — Sy 1.5. Относительные интенсивности линий [O III] λ 5007 и 4959 у галактик Sy 1 не высокие по сравнению с таковыми у галактик Sy 2 или галактик с узкими эмиссионными линиями. Значения относительных интенсивностей линий [O III] λ 5007 и 4959, приведенных в четвертом столбце табл. 1 для части S галактики № 163, тоже невысокие. Эти значения, например, очень близки к величинам, приведенным в работах [7] и [8] для галактик 12 22+04 и № 102, являющихся галактиками типа Sy 1.

Обычно галактики типа Sy 1 в спектрах имеют сильный UV-избыток, такой особенностью обладает также часть S галактики № 163. В [1] для галактики № 163 приведена спектрально-морфологическая характеристика sd 1, которая относится к ее яркой компактной части и означает, что в спектре она имеет сильный UV-избыток. Как отмечено выше, каждая линия в спектре S была разделена на две части — верхнюю узкую и нижнюю широкую. Полуширинам верхних узких частей линий в спектрах S, определенных при помощи их профилей, соответствует скорость расширения приблизительно 600 км/с. Та же самая величина для нижних широких частей линий будет приблизительно в шесть раз больше: 3500 км/с. Исходя из этих величин, можно сказать, что верхние части линий имеют особенности галактик Sy 2, а нижние широкие части — Sy 1. Это заключение

подтверждают также относительные интенсивности линий [O III] λ 5007 и 4959, приведенные в табл. 1 для этих частей линий. Например, их значения для нижних широких частей очень близки к таким значениям, приведенным в [7] для галактики GQ Com, тип которой по классификации авторов работы [7] — Sy 1.5.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ

Элементы	λ_0	W_λ (А)	$I_\lambda/I_{H\beta}$	Верхняя узкая часть		Нижняя широкая часть	
				W_λ (А)	$I_\lambda/I_{H\beta}$	W_λ (А)	$I_\lambda/I_{H\beta}$
[S II]	6731	15	0.2	—	—	—	—
[S II]	6717						
H I	6563	540	2.95	90	3.51	450	2.8
[O III]	5007	90	0.66	50	2.06	40	0.33
[O III]	4959	28	0.23	18	0.71	10	0.11
H I	4861	125	1.00	16	1.00	100	1.00
F ₀ II	4570	5	0.07	—	—	—	—
H I	4340	50	0.45	7	0.48	43	0.45
H I	4102	29	0.34	—	—	—	—

Нужно отметить, что, в отличие от классических галактик Sy 1, в спектре S у линий [O III] λ 5007 и 4959 наблюдаются нижние широкие части. Например, у первой из них ее полная ширина составляет 100 А, чему соответствует скорость расширения приблизительно 6100 км/с.

Из приведенных выше рассуждений можно заключить, что те области, где возникают верхние узкие части линий, имеют особенности галактик типа Sy 2, а те области, где возникают нижние широкие части линий, — Sy 1. Одной из существенных особенностей последних областей является еще то, что на широких частях разрешенных линий наблюдаются компоненты I и II. Причем, первый из них наблюдается на тех же частях запрещенных линий [O III] λ 5007 и 4959.

Э. А. Дибай и В. И. Проник, обсуждая профили линий галактик типа Сейферта, пришли к выводу, что в ядрах этих объектов имеются три зоны возбуждения газа — плотная, в которой светятся разрешенные линии, менее плотная, в которой светятся крылья O III, и мало плотная, в которой излучают O III, линии O II и др. [9].

Важным свойством галактики № 163 является еще то, что ее две составные части, S и N, по своей активности сильно отличаются друг от друга. Исходя из концепции В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик [10], можно заключить, что первая из них показывает чрезвычайную активность, имея особенности галактик типа Sy 1, а вторая почти не прояв-

ляет признаков активности. S имеет звездообразный вид, голубой цвет и высокую светимость $M_{\text{px}} = -21^m5$, а N — эллиптическую форму и красный цвет. Светимость N в фотографических лучах уступает таковой части S и приблизительно равна $M_{\text{px}} \approx -19^m5$. Из этих данных видно, что S имеет все особенности ядра галактики типа Sy1, а N — обычной эллиптической галактики.

Таким образом, объект № 163 является двойной галактикой, один из компонентов которой имеет особенности галактик типа Sy 1.

По нашему мнению, приведенные выше особенности галактики № 163 позволяют выделить ее среди галактик с UV-избытком в качестве нового объекта, результаты детального исследования которого могут быть широко использованы при решении ряда вопросов, связанных с развитием и эволюцией галактик типа Сейферта.

Автор выражает благодарность В. Б. Небелицкому, Е. А. Назарову, Т. А. Сомовой и О. И. Спиридоновой за помощь при наблюдениях на 6-м телескопе САО АН СССР.

Ереванский государственный
университет

THE NEW GALAXY OF THE SEYFERT TYPE

M. A. KAZARIAN

The results of the spectrophotometric studies of the galaxy No. 162 from the list of the galaxies with UV excess [1] are presented. The spectra have been obtained with the 6-m telescope of SAO and direct photography — with 2.6-m telescope of the Byurakan Observatory. The galaxy No. 163 consists of two parts S and N. In the spectra S the broad and strong emission lines H_{α} , [O III] λ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} and H_{δ} , are observed which are typical for the galaxies Sy 1. On the broad wings of the lines H_{α} , H_{β} , H_{γ} and H_{δ} two components are observed, which on the Fig. 3 have been marked as I and II. Component I is observed also on the broad wings of the lines [O III] λ 5007 and 4959. In the spectra N, weak lines [N II] λ 6584 and H_{α} in emission, H_{β} and H_{γ} in absorption are observed. It is concluded that the parts S and N of the galaxy No. 163 strongly differ from each other in activity. The first is very active while the second shows no activity. The equivalent widths and relative intensities of the emission lines for the part S of the galaxy No. 163 are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 193, 1979.
2. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
3. И. И. Болга и др., *Астрофизические исследования (Изв. САО)*, 11, 248, 1979.
4. R. P. S. Stone, *Ap. J.*, 218, 767, 1977.
5. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Astrofizika*, 7, 389, 1971.
6. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, *P. A. S. P.*, 88, 589, 1976.
7. R. Stoughton, D. E. Osterbrock, *P. A. S. P.*, 92, 117, 1980.
8. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 661, 1981.
9. Э. А. Дибай, В. И. Проник, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
10. V. A. Ambartsumian, *La Structure et L'evolution de L'univers*, Edition stoops, Bruxelles, 1958.

УДК 524.7—42—13

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ
ШЕСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК. I

А. А. КОРОВЯКОВСКАЯ.

Поступила 13 июля 1982

Принята к печати 20 января 1983

Исследована морфология шести групп взаимодействующих галактик из атласа Б. А. Воронцова-Вельяминова методом цифровой фильтрации по крупномасштабным фотографиям, полученным на БТА. Показано, что из пяти групп галактик, которые можно было бы представить по прямым снимкам как цепочки, только одна пероятью является реальной цепочкой. В группе VV 551, классифицированной ранее как голубое гнездо, состоящее из 4—5 членов, обнаружены только две спиральные галактики.

1. *Введение.* Среди большого числа взаимодействующих галактик [1, 2] Воронцов-Вельяминов выделил в отдельный класс, так называемые, цепочки галактик, представляющие собой линейные или почти линейные комплексы, состоящие из трех или более членов. Принадлежность к этой группе галактик определялась им в основном при анализе прямых снимков, по которым проводилась классификация, и естественно, что значительный процент найденных при таком отборе цепочек может оказаться либо случайной проекцией на небесную сферу генетически не связанных галактик, которые легко отличить от генетически связанных с помощью определения лучевых скоростей, либо группой взаимодействующих галактик, видимой с ребра. Дифференцировать последние с реальными цепочками в пространстве — довольно сложная задача.

Для решения этого вопроса можно привлечь соображения о гравитационной неустойчивости линейных структур, из которых следует, что цепочки должны быть молодыми образованиями с признаками звездообразования, морфология компонентов которых не сильно отличается.

При построении теоретических моделей образования и эволюции таких систем необходимо знать их физические параметры: скорости компонентов, размеры и детальную структуру. Лучевые скорости цепочек галактик определялись многими авторами. Наиболее полные сведения содержатся в работах [1, 2], где приведены значения лучевых скоростей, рас-

стояний до объекта, абсолютных звездных величин и размеров систем; для некоторых цепочек получена дисперсия скоростей.

Морфология линейных комплексов исследовалась в [3—5] с помощью визуального просмотра прямых снимков и сравнения отпечатков, полученных с оригинала с разными экспозициями. При подобном исследовании выявление детальной структуры и получение количественных оценок градиентов яркости и размеров компонентов затруднено из-за отсутствия количественных данных об изображении, особенно в тех случаях, где велики градиенты яркости или имеются слабосветящиеся детали с малым контрастом относительно фона неба.

В [6] предложена методика исследования морфологии тесных групп галактик, которая позволяет с помощью методов цифровой фильтрации определять относительное распределение яркости в системе, угловые размеры компонентов, их число, присутствие слабосветящейся оболочки вокруг системы.

В настоящей работе описаны результаты морфологического анализа шести взаимодействующих групп галактик (пять из которых по прямым снимкам могут быть отнесены к цепочкам), проведенного по крупномасштабным фотографиям, полученным на БТА и подвергнутым цифровой обработке, улучшающей угловое разрешение исходных снимков.

2. *Метод исследования.* При исследовании морфологии использовался метод, описанный в [6]. Каждая группа галактик сканировалась на фотометрическом комплексе, созданном в САО на базе отечественного микроденситометра АМД-1 [7]. В оцифрованном виде изображение представляло собой двумерный массив, размерность которого составляла 512×512 измерений. Шаг дискретизации зависел от размера системы галактик на пластинке и не превышал $25 \mu(0.''215)$.

После обработки оцифрованного изображения фильтром низкой частоты и оптимальным фильтром [6] оно представлялось изоуровнями, которые строились через заданное значение плотности. Для лучшей различимости градаций плотности три соседних изоуровня отмечались разными цветами: черным, серым, белым.

В табл. 1 для каждого объекта приведены условия получения прямого снимка на БТА и его обработки. В первом столбце указано название объекта, во втором — качество изображения при получении его на БТА, в третьем — соответствующие объекту рисунки, в четвертом — вид обработки, в пятом — шаг дискретизации, в шестом — размер щели во время сканирования и в седьмом — шаг по плотности между соседними изоуровнями.

3. *Морфология группы галактик VV 243 (A 195)* описана Воронцовым-Вельяминовым в [3, 5] как цепочка в стадии образования. Лучевые скорости этого объекта получены И. Д. Караченцевым и составляют

~ 1700 км/с вдоль главной оси (частное сообщение). Небольшая дисперсия скоростей дает основания полагать, что группа галактик находится в гравитационном взаимодействии. На то же обстоятельство указывает изучение морфологии группы.

Таблица 1

Объект	Качество изображения	Номер рисунка	Вид обработки	Шаг дискретизации	Щель в μ т	Шаг плотности
VV 243 (A 195)	2.5—3.0	1a	6,об*	—	—	—
		1б	ФНЧ**	25	25×25	0.05
		1в	ВОФ***	25	25×25	0.1
VV 523 3991 (ARO 5)	1.0—2.0	1г	6,об	—	—	—
		1д	ФНЧ	20	20×20	0.1
		1е	ВОФ	20	20×20	0.1
VV 470	3.0	1ж	6,об	—	—	—
		1з	ФНЧ	25	25×25	0.05
		1и	ВОФ	25	25×26	0.05
N-галактика ближняя	3.0	2a	ФНЧ	10	20×20	0.15
N-галактика дальняя	3.0	2б	ФНЧ	10	20×20	0.15
VV 391 (Zw 242)	3.0	3a	6,об	—	—	—
		3б	ФНЧ	15	20×20	0.1
		3в	ВОФ	15	15×15	0.05
VV 489	3.0—4.0	3г	6,об	—	—	—
		3д	ФНЧ	20	20×20	0.1
		3е	ВОФ	20	20×20	0.05
		3ж	6,об	—	—	—
VV 551	2.0	3з	ФНЧ	20	20×20	0.1
		3и	ВОФ	15	20×20	0.1

* Прямой снимок без обработки.

** Обработка оцифрованного фотоизображения фильтром низкой частоты.

*** Обработка оцифрованного фотоизображения винеровским оптимальным фильтром.

Из сопоставления рисунков 1a, 1б можно сделать следующие заключения. Самый яркий компонент является спиральной галактикой с перемычкой. Перемычка и ядро окружены туманом в виде эллипса, по краям которого наблюдается увеличение яркости. На концах перемычки имеются сгущения, которые отчетливо видны на рис. 1б. Перпендикулярно перемычке и от ее концов отходят хорошо развитые спирали, в которых при данном уровне градаций плотности сгущения не наблюдаются. Южная спираль имеет правильную структуру, северная размытую (главная ось

располагается сверху вниз и с севера на юг), что свидетельствует о явлении приливного взаимодействия в системе галактик. Хорошо обнаружены на рис. 1b сгущения в кольце. Ядро галактики очень яркое, звездообразное с высоким градиентом плотности. На рис. 1b ядро имеет большие размеры и меньший градиент из-за размытости его атмосферой.

При значении постоянной Хаббла 75 км/с Мпс (далее везде будет использоваться это значение) расстояние до VV 243 составляет около 227 Мпс . Размер вдоль большой оси эллипса ярчайшего компонента, взятого по второй изоденсе от уровня фона, составляет $\sim 33 \text{ кпс}$.

Второй по яркости компонент представляет собой спиральную галактику, видимую с ребра. По-видимому, спирали развиты слабо, но имеют явную асимметрию: северная спираль более мощная, чем южная, что служит свидетельством существования в группе приливного взаимодействия. Градиент плотности в ядре в $2\text{—}2.5$ раза меньше, чем у яркого компонента. Размер галактики в направлении с севера на юг, измеренный по первому, не общему с яркой галактикой изоуровню, составляет 20 кпс .

На севере и северо-западе второго компонента видны довольно яркие сгущения, у которых на рис. 1b выявляются спиральки. Возможно, эти компоненты являются карликовыми галактиками, спутниками второго компонента. Объект на южной спирали ярчайшей галактики системы, вероятно, звезда. Размер системы с севера на юг составляет 73 кпс (по первому изоуровню от фона).

Наиболее загадочна природа прямолинейного компонента, расположенного под углом 115° к основной оси системы. Если считать, что он является компонентом системы, то его размер будет составлять $\sim 80 \text{ кпс}$, что превышает размеры самых гигантских галактик. Если считать, что это спиральная галактика, которая проектируется на VV 243, как это предполагается в [4], тогда должна быть хорошо различима фрагментация в спиральных и увеличение яркости в ядерной области. Результаты обработки показывают (рис. 1b), что присутствуют только две градации плотности, полученные через $0.05 D$, и три сгущения, а на рис. 1с, где должны были выделяться мелкие детали и сгущения при данном ($0.1 D$) уровне градаций плотности, детали вообще не выявляются. Из-за существенных размеров этого объекта предположение о том, что он является спиральной галактикой, на которую проектируется VV 243, становится маловероятным. В случае, если прямолинейный компонент принадлежит системе, VV 243 представляет собой группу взаимодействующих галактик, образовавшуюся в результате пролета двух галактик на довольно близком прицельном расстоянии друг от друга. При численном моделировании в [9] были получены подобные конфигурации. В противном случае — это генетически связанная группа взаимодействующих галактик, не представляющая собой цепочку. Окончательно вопрос о принадлежности компонента системе мож-

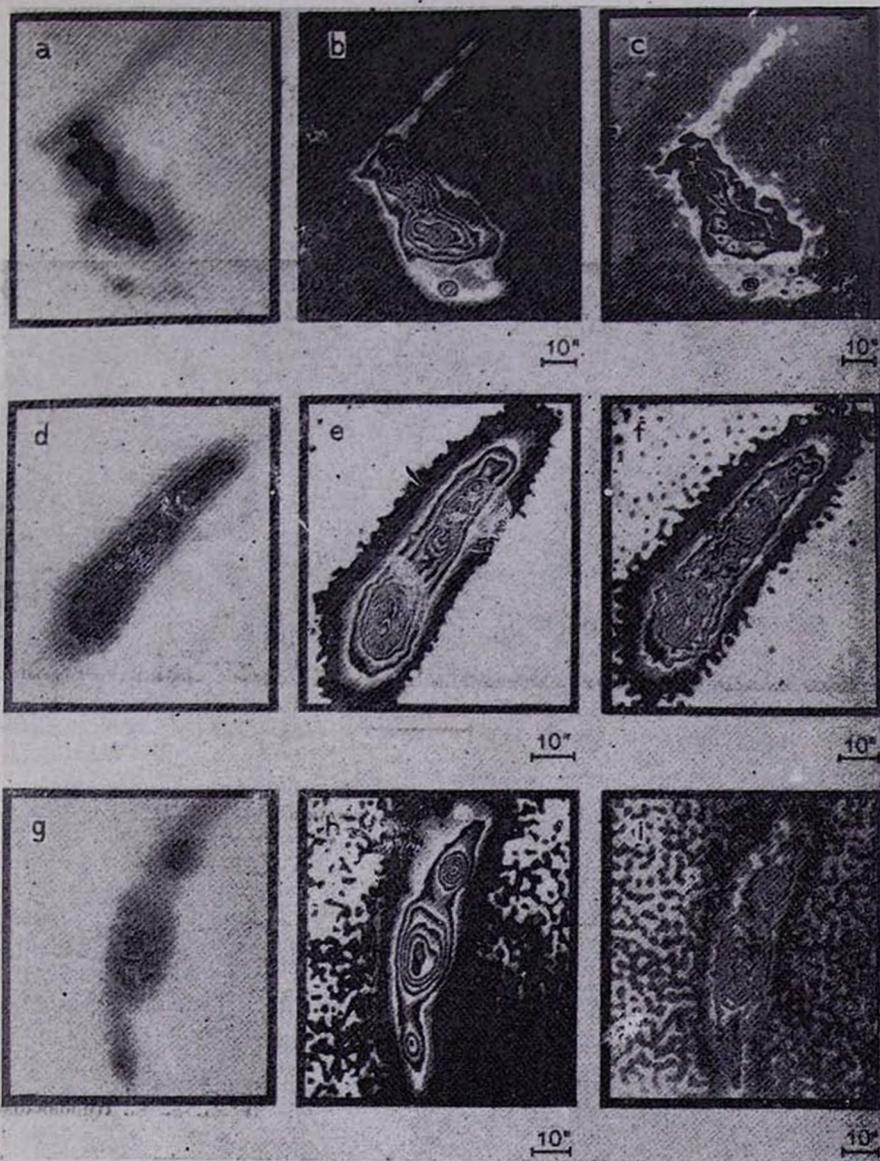


Рис. 1. (Пояснения в таблице).

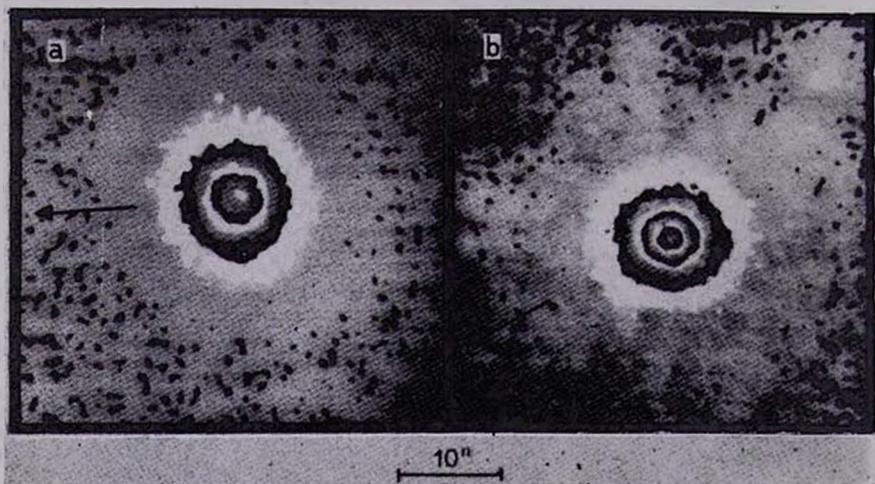


Рис. 2. (Пояснения в таблице).

К ст. А. А. Коровяковской

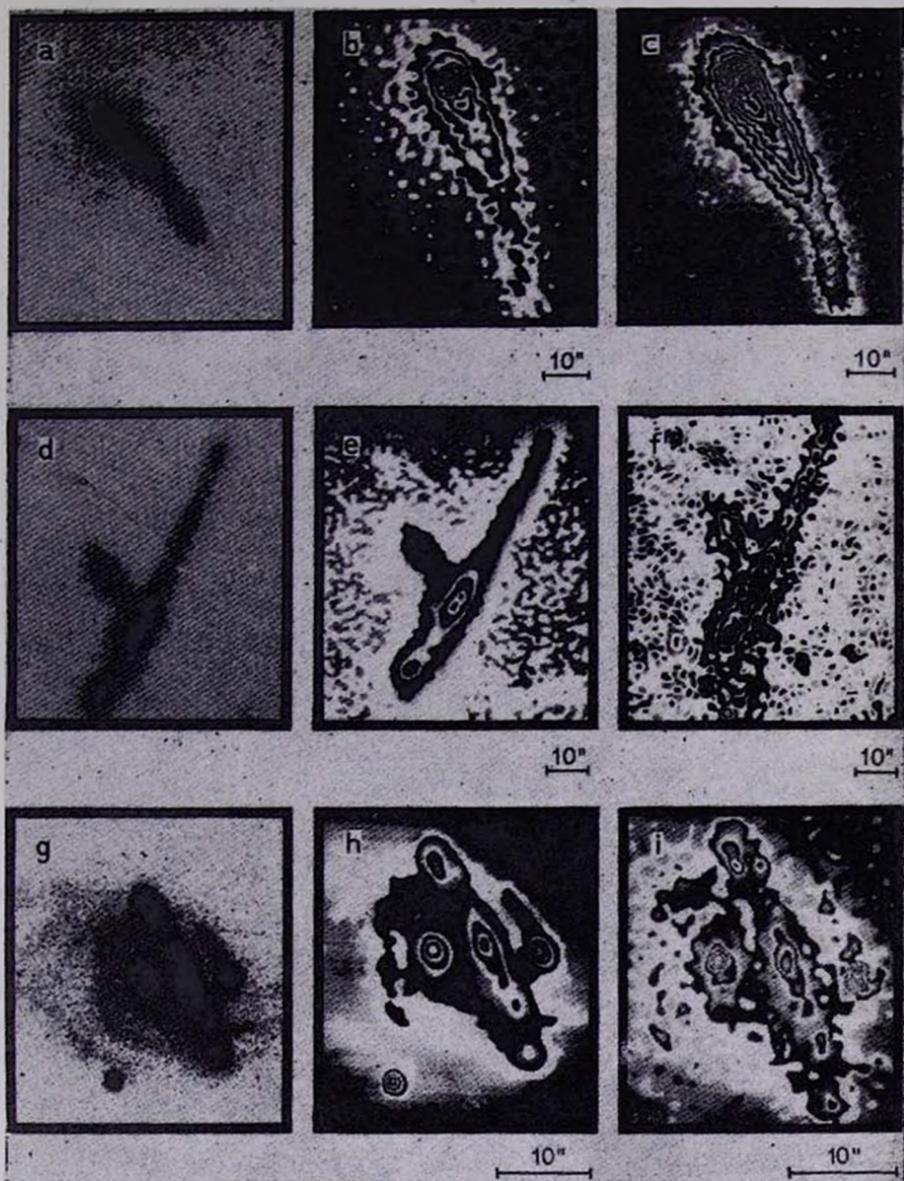


Рис. 3. (Пояснения в таблице).

К ст. А. А. Кервяжковской

но решить после определения его лучевой скорости, хотя из-за малой яркости объекта эта задача трудновыполнима.

4. Система VV 523 (NGC 3991, Aro 5) классифицирована Воронцовым-Вельяминовым как цепочка и подробно исследовалась в [4], где приведены скорости, размеры (при $H = 50$ км/с Мпс) и морфологические особенности этого объекта, где отмечалось, однако, что детальная структура остается неясной. На рис. 1d, e, f представлено прямое, обработанное нами изображение VV 523.

На рис. 1e видно, что самый яркий компонент системы представляет собой двухъядерную структуру, согласно критериям [8]. Яркое сгущение в центре «хвоста» представляет собой группу из четырех довольно ярких членов. Центральный компонент в этой группе имеет двухъядерную структуру. На рис. 1e, f уверенно выявляются еще несколько сгущений, которые существенно слабее пяти названных.

Как указывалось в [4], VV 523 обладает всеми признаками молодости, и вследствие этого можно предположить, что многокомпонентная структура объекта с большой разницей в яркости между компонентами является либо следствием выброса из массивного тела (головы), либо делением его на части. На спектре VV 523, полученном на БТА автором в красной и синей области, линии излучения водорода прослеживаются до H_{α} , даже видны следы H_{β} , присутствуют линии $\lambda\lambda$ 3727+39 [O II], λ 3869 [Ne III], $\lambda\lambda$ 4959—5007 [O III], λ 6548 + 83 [N II], $\lambda\lambda$ 6716+31 [S II]. Показатель цвета, приведенный в [4], составляет $U - B = 0.32$. Все эти признаки указывают на присутствие газа и интенсивное звездообразование в VV 523.

По изоденсам можно определить размеры и расстояния между компонентами в проекции на картинную плоскость. Скорости этого объекта определены в [1, 2]. Используя более поздние данные [2], можно оценить расстояние до VV 523, которое оказывается равным ~ 42 Мпс. Размер объекта, считая по второму от уровня фона изоуровню, составляет $70''$ или 16.5 кпс. Главный компонент имеет размер 3.8 кпс (измерения проведены по первому необщему изоуровню). В группе из четырех членов размер двухъядерного компонента составляет 2.1 кпс, одиночного, более крупного — 1 кпс, размер остальных — меньше одного килопарсека. Расстояние между центрами яркости ярчайшего компонента и 4-компонентного спутника составляет 6 кпс.

Все члены группы имеют эллиптическую структуру. По всей вероятности, VV 523 представляет собой реально существующую цепочку галактик, а не двойную галактику [12].

5. Морфология VV 470 подробно ранее не исследовалась. Прямая фотография приведена в [3]. Воронцов-Вельяминов классифицировал этот

3—682

объект как взаимодействующие типа М 51. Группа состоит из трех компонентов, расположенных почти на прямой линии. Нами было получено изображение этого объекта на БТА и обработано фильтром низкой частоты и оптимальным (рис. 1g, h, i). Центральный компонент VV 470, по-видимому, представляет собой спиральную галактику, видимую под большим углом к картинной плоскости. Два других компонента имеют эллиптическую структуру. Градиент плотности одного из них существенно больше, чем у центральной галактики. В системе VV 470 наблюдаются явные признаки взаимодействия. Центральная галактика имеет одну спираль, более мощную. Кроме того, от яркого компонента отходит изогнутый хвост, образующий угол 30° с продолжением спирали центральной галактики, хорошо заметной на рис. 1i, на конец которой спутник проектируется. Все это служит признаком гравитационного взаимодействия галактик с малым прицельным расстоянием [9].

На рис. 1h, 1i наблюдаются три сгущения, расположенные почти на прямой линии в ядерной области центральной галактики, что свидетельствует либо о существовании перемиčky, либо о многоядерной структуре.

VV 470 — довольно яркий, протяженный объект, размер которого, взятый по второй относительно фона изоденсе (рис. 1h), составляет $96''$. Угловой размер центральной галактики, измеренный по первой необщей изоденсе, составляет $32''$, яркого спутника — $16.5''$.

Исследование морфологии VV 470 показало, что направление спиралей и «хвостов» в системе делают сомнительным заключение об этой системе как о «М 51 вдвойне» [10]. Скорее всего здесь реализуется взаимодействие в виде пролета яркого эллиптического компонента (на рис. 3g сверху) на близком прицельном расстоянии от спиральной галактики со спутником — слабым компонентом (на рис. 3g внизу).

6. Система VV 391 имеет кометообразную форму. В [11] исследовался спектр этого объекта, при получении которого щель была направлена вдоль большой оси. Оказалось, что в спектре наблюдаются линии поглощения водорода, причем они очень интенсивные, как в «голове», так и в «хвосте» галактики. Кометообразную структуру Саргент объясняет взаимодействием VV 391 с двумя N-галактиками [11].

Для выявления признаков взаимодействия нами были просканированы обе N-галактики (рис. 2a, 2b) и VV 391 (рис. 3a, b, c). На рис. 2a, 2b направление на VV 391 указано стрелками. Как видно из рисунков, даже самые внешние изоденсы галактик не искажены, следовательно прицельное расстояние при пролете, если таковой имел место, не могло быть малым. Однако искажение изоденс глубоких слоев у VV 391, если оно имеет приливную природу, можно объяснить взаимодействием на очень близком прицельном расстоянии. Как показали расчеты [9], в результате приливного

взаимодействия на поздней стадии образуются в большинстве случаев противоположно, в то время как у VV 391 «хвост» направлен в сторону N-галактик. О малой вероятности приливного взаимодействия говорит и тот факт, что при большом прицельном расстоянии в результате взаимодействия искажаются только внешние слои галактики, в то время как у VV 391 искажения наблюдаются в глубоких слоях. Противоречивость наблюдаемых явлений показывает, что приливного взаимодействия между N-галактиками и VV 391 не существует.

По измерениям [11] скорость VV 391 составляет 9867 км/с. По красному смещению находим расстояние до системы 132.6 Мпс. Угловой размер системы составляет 66", что в линейной мере соответствует 42 кпс (измерения приведены по второй изоденсе от уровня фона). Линейный размер «головы» равен 12 кпс. Расстояние между центрами яркости ближайшей в картинной плоскости N-галактики и VV 391 составляет около 65 кпс. На таком расстоянии гравитационное взаимодействие не должно существенно сказываться.

На рис. 3а, б, с приведено прямое и обработанное фильтрами низкой частоты и оптимальным фотоизображение VV 391. На пластинке с исходным изображением имеется дефект, который отчетливо виден на рис. 3б, 3с, на самом плотном участке фотоизображения (вверху, слева). Изоденсы показывают, что VV 391 имеет яркое ядро, которое плотнее уровня фона на 1.65 D. Искажение изоденс в направлении большой оси начинается с уровня 1.1 D над уровнем фона неба. Вероятно «хвост» является следствием направленного мощного взрыва в галактике. Присутствие линий поглощения водорода можно связать с наличием вокруг VV 391 мощного гало. Из-за большой оптической толщины газа мы не видим излучения, идущего из горячих областей, которое в «голове» и «хвосте» VV 391 может быть разной природы, но оно, вероятно, является причиной возбуждения атомов водорода.

7. Система VV 489 отнесена Воронцовым-Вельяминовым к классу цепочек. Фотоизображение ее помещено в [3]. Скорости не измерялись. Наши исследования морфологии этого объекта показали, что он имеет сложную структуру, состоящую из нескольких компонентов. На рис. 3д, е, ф приведены прямое и обработанное фотоизображение VV 489. Из рисунков видно, что градиент плотностей у компонентов не очень высокий. Центральное, наиболее яркое тело имеет двухъядерную структуру и, возможно, небольшие спирали. Слева от этой галактики находится маленькое яркое сгущение, хорошо заметное на рис. 3г, которое, вероятно, является звездой. Выше и слева от него (на рисунке) расположен больших размеров аморфный компонент, который на первый взгляд несомненно принадлежит VV 489, но изоденсы двухъядерной галактики не искажены со сто-

роны этого компонента, что дает основание предположить, что аморфный компонент является галактикой фона, которых около VV 489 достаточно много, поэтому вероятность такой проекции довольно большая. Галактикой фона, возможно, является и трехкомпонентная галактика, расположенная внизу на рис. 3f. Слева от нее звездообразный компонент — дефект на пластинке. В гравитационном взаимодействии находятся, вероятно, только компоненты, которые располагаются на одной прямой. Ниже и слева от двухъядерной галактики находится довольно яркая, эллиптической структуры галактика. Выше и справа есть еще не менее трех компонентов. Для более уверенного отнесения того или иного компонента к системе VV 489 необходимо знать лучевые скорости для каждого из них в отдельности. Угловые размеры группы велики и составляют $78''$ (измерения проведены по второй изоденсе от фона неба). Расстояние между центрами яркости двухъядерной галактики и яркой эллиптической в угловой мере составляет $17''$, размер слабого протяженного объекта, лежащего на большой оси, примерно $11''$.

Поскольку вокруг VV 489 много фоновых галактик, то вполне вероятно, что из числа пяти компонентов, лежащих на одной прямой линии в картинной плоскости, тоже есть фоновые. Кроме того, структура галактик в группе довольно разнообразная, что едва ли можно наблюдать в реальной запечке. Скорее всего, VV 489 представляет группу взаимодействующих галактик, видимую с ребра.

8. Фотоизображение VV 551 приведено в [3] и классифицирована там эта группа галактик как голубое гнездо, состоящее из 4—5 членов. Нами получено фотоизображение в первичном фокусе БТА при хорошем качестве изображения (рис. 3g), которое было оцифровано и обработано. Из рисунков видно, что одна галактика системы с хорошо развитыми многочисленными спиралями, плоскость которой располагается почти в картинной плоскости, находится на более близком расстоянии к наблюдателю и экранирует вторую, тоже спиральную, видимую с ребра. В спиралях ближней галактики происходит поглощение света дальней галактики. Третий объект с большим градиентом яркости — вероятно, звезда. Градиент плотности этого объекта совпадает с градиентом плотности звезды, внизу слева от VV 551.

Ж. Булистекс с коллегами (частное сообщение) определил по линиям H_2 , N, S значение лучевой скорости для VV 551, равное 9080 км/с с точностью 300 км/с . Цель располагалась вдоль ярких сгущений. Отдельно для каждого компонента скорости определены не были. Однако в [2] было отмечено, что эмиссия у этого объекта отсутствует. На французском счетчике фотонов с учетом красного смещения по нашей просьбе было проведено наблюдение VV 551 в области H_α (6710) с шириной фильтра 130° \AA .

Звездообразный компонент оказался в этих лучах существенно слабее обеих галактик, за исключением спиралей ближней галактики. Скорее всего VV 551 представляет собой две взаимодействующих спиральных галактики, а не гнездо из 3—5 членов. Расстояние до объекта составляет 121 Мпс. Оценки размеров компонентов дают следующие результаты. Спиральная галактика, видимая с ребра, вдоль большей оси имеет размер (по второму изобразению по отношению к фону) 17 кпс. Ядерная область ближней галактики по большей оси составляет 5.9 кпс. Максимальный размер системы в области H_α примерно 20 кпс.

9. *Заключение.* Из рассмотренных здесь групп галактик только VV 523 может представлять собой реальную цепочку. Следовательно, при детальном изучении морфологии «цепочек» галактик и спектров их компонентов может оказаться, что реальных цепочек наблюдается незначительное количество. Это хорошо согласуется с тем, что цепочки — гравитационно неустойчивые образования, с малой продолжительностью жизни, поэтому среди взаимодействующих галактик должны составлять незначительную долю.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Ю. П. Коровяковского и М. Ф. Шабанова за помощь в наблюдениях, В. Г. Горбацкого и Ю. П. Коровяковского за интерес к работе и полезные обсуждения.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

INVESTIGATION OF MORPHOLOGICAL PROPERTIES OF 6 INTERACTING GALAXIES. I

A. A. KOROVYAKOVSKAYA

The morphology of six groups of interacting galaxies from the B. A. Vorontsov-Vel'aminov atlas is investigated with the help of digital filtering methods from the large-scale photographs obtained with the BTA. It has been shown that only one among five groups of galaxies which could be considered as chains is, apparently, a real chain. Only two spiral galaxies are detected in the VV 551 group classified earlier as a blue nest consisting of 4—5 members.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 5, 502, 1979.
2. V. L. Afanásiev, I. D. Karachentsev, V. P. Arkhipova, V. A. Dostal, V. G. Mel'lov, *Astron. Astrophys.*, 91, 302, 1980.
3. B. A. Vorontsov-Vel'aminov, *Astron. Astrophys.*, 28, 3, 1977.

4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 2, 15, 1976.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Письма АЖ, 5, 499, 1979.
6. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Астрон. ж., 59, 160, 1982.
7. О. С. Буренкова, В. П. Горошков, В. М. Гурин, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, А. Ф. Назаренко, И. И. Назаренко, В. С. Шергин, Изв. САО (в печати).
8. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 17, 231, 1981.
9. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Изв. САО (в печати).
10. В. А. Vorontsov-Velyaminov, Symposium No. 79, IAU, Tallin, 1977.
11. V. L. V. Sargent, Ap. J., 180, 405, 1970.
12. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО, 7, 3, 1972.

УДК 524.7—77—13

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

В. А. САНАМЯН, Р. А. КАНДАЛЯН, Г. А. ОГАНЯН

Поступила 12 января 1983

Принята к печати 25 апреля 1983

Приводятся результаты наблюдений 101 галактики с ультрафиолетовым континуумом в диапазоне длин волн 3.9—31 см.

1. *Введение.* В период с 1980 г. по 1982 г. были проведены наблюдения 106 галактик с ультрафиолетовым континуумом (УФК) с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в диапазоне длин волн 3.9—31 см. В настоящей статье приводятся результаты наблюдений 101 галактики. Что касается остальных пяти галактик (Маркарян 700, 771, 917, 1133, 1194), то они наблюдались повторно и результаты их наблюдений приведены в [1]. Источниками УФК-галактик, в основном, послужили списки Маркаряна и сотрудников [2, 3]. В программу наблюдений были включены также другие объекты сейфертовской (Sy) природы [4, 5] или им подобные, поскольку нашей задачей является проведение с помощью РАТАН-600 систематических наблюдений галактик с активными ядрами, с целью получения в дальнейшем однородной выборки объектов, что позволит более детально исследовать их свойства. Среди 101 галактики 65 являются объектами сейфертовской природы, из которых 38 галактик 1-го типа, 22 — второго, 5 — Sy 1.5. Галактики Маркаряк 716, 759, 1119 и Аракелян 502 относятся к вероятным сейфертовским галактикам. Данные о сейфертовских галактиках брались из работ [4—19]. Большинство этих галактик в радиодиапазоне наблюдается впервые.

2. *Радиотелескоп и методы наблюдений.* РАТАН-600 и методы наблюдений источников с его помощью хорошо описаны в литературе (см., например, [20]), поэтому ниже мы перечислим лишь его основные характеристики. Для высоких углов места (h) ширина диаграммы направленности одного сектора радиотелескопа составляет $45'' \times 4'$ соосес h , эффективная площадь $\sim 1000 \text{ м}^2$ на волне 8.2 см. Для южного сектора с перископом разрешающая способность радиотелескопа $\sim 1' \times 40'$, эффективная

площадь $\sim 650 \text{ м}^2$ на этой же волне. Наблюдения проводились с помощью штатных радиометров радиотелескопа [20—23]. Значения чувствительностей системы антенна — радиометр для длин волн 3.9, 7.6, 8.2, 31.0 см при постоянной времени низкочастотного фильтра 1 с составляли 0.02, 0.007, 0.017 и 0.1° К соответственно. Для калибровки антенны по плотности потока, в качестве опорных источников наблюдались 3С 78, 161, 245, 286, PKS 1830-21, NGC 7027, 3С 147, PKS 0237-23. Значения плотностей потоков первых 6-и из этих объектов приведены в [1]. Значения плотностей потоков 3С 147 и PKS 0237-23 на волнах 3.9, 7.6, 8.2, 31.0 см составляют 5.9, 9.8, 10.4, 28.5 Ян и 2.4, 4.0, 4.3, 6.4 Ян соответственно. Методы наблюдений полностью аналогичны описанным в статье [1]. При оценке среднеквадратичной ошибки определения плотности потока в единичном наблюдении учитывались ошибки, обусловленные шумами приемника и антенны, погрешностью абсолютной калибровки и нестабильностью эталонного шумового генератора.

Таблица 1

ПРОГРАММА НАБЛЮДЕНИЙ УФК ГАЛАКТИК

Сектор радиотелескопа	Дата	Основная волна (см)	Галактика
Северный	Февраль 1981	7.6	Марк 358, 708, 713, 1027, 1267
	Август 1981	8.2	Марк 634, 662, 720, 759, 860, 896, 915, 1100, 1126, 1152, 1239, 1298, 1330, 1376, 1383, NGC 6814.
	Ноябрь 1981	8.2	Марк 707, 938, 945, 995, 1044, 1048, 1269, NGC 1068, 2110.
	Декабрь 1981	7.6	Марк 530, 715, 945, 1310.
Южный с плоским отражателем	Март-апрель 1982	7.6	Марк 817, 845, 876, 885, 1014, 1119, 1310, Арак 502, 539, NGC 2992. Tololo 2327-02, UGC 10683 B, Zw 0033+45, V Zw 86, VII Zw 118, SO 1222+04, SBS 1135+59.
Восточный	Август-сентябрь 1980	8.2	Марк 533, 595, 622, 627, 673, 686, 687, 700, 716, 728, 739, 744, 766, 771, 783, 789, 840, 862, 870, 883, 895, 898, 903, 905, 906, 907, 908, 913, 916, 917, 924, 927, 993, 1058, 1073, 1112, 1118, 1121, 1127, 1133, 1146, 1158, 1176, 1179, 1182, 1187, 1194, 1218, 1224, 1243, 1267, 1347, 1391, Арак 79, NGC 4235, Zw 0039+40, II Zw 136. II Zw 2.

В табл. 1 приведена программа наблюдений УФК-галактик, где также указана основная волна в разные периоды наблюдений. Под основной волной подразумевается волна, которая в данный период наблюдений была

выставлена в центре фокальной линии вторичного зеркала радиотелескопа, а другие волны при этом имели поперечный вынос из фокуса.

3. *Результаты наблюдений.* В табл. 2 приведены результаты наблюдений 16 галактик, где даны значения плотностей потоков на указанных длинах волны и тип сейфертовской галактики. Результаты наблюдений 85 галактик, для которых были определены лишь верхние границы плотностей потоков (3σ), приведены в табл. 3. Обозначения в обеих таблицах идентичны. Для ряда галактик, имеющих, на наш взгляд, примечательные характеристики радио и оптического излучения, данные приводятся в тексте статьи.

Таблица 2
ДАННЫЕ РАДИОНАБЛЮДЕНИЙ 16 УФК ГАЛАКТИК

Галактика	S (4Ян)				Тип галактики
	310 см	8.2 см	7.6 см	3.9 см	
Марк 530	<300	<65	15±5	<160	Sy 1
533	<320	98±28	—	—	Sy 2
720*	<300	55±20	—	<130	Sy 1?
728*	<270	46±21	—	—	Sy 1.5
883*	<2E0	48±20	—	—	Sy 2
907*	<330	36±18	—	—	
915*	250	37±20	—	<120	Sy 1.5
916*	<330	41±17	—	—	
1014*	<300	<60	30±11	<150	Sy 1
1073	<330	82±25	—	—	Sy 2
1179	<250	51±16	—	—	Sy 1.5
1376	<400	200±35	—	<160	Sy 2?
NGC 1068	6100±320	2200±120	—	1230±90	Sy 2
2110	315±90	155±30	—	<125	Sy 2?
NGC 2992	<340	100±25	80±20	<170	Sy 2?
III Zw 2	375±100	840±60	—	—	Sy 1

* Поскольку уровень сигнала меньше 3σ , то факт обнаружения авторы не считают достоверным.

Маркарян 530 (NGC 7603). Эта галактика наблюдалась также на волнах 21 см [24], 11 см [25] и 6 см [26]. Спектральный индекс ($S \sim \nu^\alpha$) в указанном интервале длин волн составляет $\alpha = -0.7$. Наши наблюдения удовлетворительно согласуются с данными этих работ. На частоте 327 МГц (~ 92 см) поток от этой галактики < 0.5 Ян [27].

Таблица 3

ГАЛАКТИКИ С ВЕРХНИМИ
ГРАНИЦАМИ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ.

Галактика	S (мЯн)		Тип галактики
	82 см	7.5 см	
1	2	3	4
Марк 358	—	< 20	Sy 1
555	< 90	—	Sy 1
622	< 60	—	Sy 2
627	< 60	—	
634	< 60	—	Sy 1?
662	< 60	—	Sy 2
673	< 40	—	Sy 2
686	< 40	—	Sy 2
689	< 50	—	
707	< 50	—	Sy 1
708	—	< 10	
713	—	< 10	
715	—	< 10	Sy 2?
716	< 70	—	Sy?
739	< 80	—	Sy 1?
744	< 40	—	Sy 1
757	< 90	—	Sy?
766	< 70	—	Sy 1
783	< 60	—	Sy 2
789	< 60	—	
817	—	< 40	Sy 1
840	< 80	—	
845	—	< 40	Sy 1?
860	< 80	—	
862	< 100	—	
870	< 60	—	
876	—	< 40	Sy 1
885	—	< 40	Sy 1?
895	< 80	—	
896	< 50	—	Sy 1?
898	< 70	—	
903	< 70	—	
905	< 60	—	
905	< 60	—	

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4
Марк 908	<65	—	
913	<60	—	
924	<40	—	
927	<55	—	
938	<50	—	Sy 2
945	—	<15	Sy 2
993	<40	—	Sy 2?
995	<40	—	
1027	—	<10	
1044	<40	—	Sy 1
1048	<40	—	Sy 1
1058	<60	—	Sy 2
1100	<90	—	
1112	<60	—	
1118	<40	—	
1119	—	<40	Sy ?
1121	<70	—	
1126	<40	—	Sy 2
1127	<40	—	Sy 1
1146	<80	—	Sy 1
1152	<45	—	Sy 1
1158	<80	—	
1176	<70	—	
1182	<70	—	
1187	<100	—	Sy 1
1218	<80	—	Sy 1
1224	<80	—	
1239	<60	—	Sy 1.5
1243	<40	—	Sy 1
1267	—	<10	
1269	<50	—	Sy 1.5
1298	<45	—	Sy 1
1310	—	<15	Sy 1
1330	<60	—	Sy 1
1347	<90	—	Sy 1
1383	<60	—	Sy 1
1391	<70	—	

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	1
Арак 79	<60	—	Sy 2
502	—	<65	Sy ?
539	—	<80	Sy 2
NGC 4235	<40	—	Sy 1
NGC 6814	<50	—	Sy 1
SBS 1136+595	—	<40	Sy 1/QSO
Tol 2327-02	—	<20	Sy 1
SO 1222+04	—	<35	Sy 1
UGC 1068 B	—	<40	Sy 1
Zw 0033+45	—	<50	Sy 1
Zw 0039+40	<65	—	Sy 1
II Zw 136	<40	—	Sy 1
V Zw 86	—	<40	Sy 2
VII Zw 118	—	<80	Sy 1

Маркарян 533 (NGC 7674). Радиоспектр этой галактики достаточно хорошо исследован в диапазоне длин волн 6—21 см [28, 29]. Наши наблюдения на волне 8.2 см лучше согласуются с данными работы [29] ($\alpha = -0.77$). На частоте 327 МГц — поток от Маркарян 533 менее 0.5 Як [27]. Следовательно, спектральная кривая этой галактики в диапазоне 21—92 см должна иметь небольшой завал и не исключено, что она имеет сложную радиоструктуру. Поэтому представляет спределенный интерес исследование радиоизлучения Маркарян 533 на длинах волн $\lambda > 21$ см с высоким угловым разрешением ($< 1''$).

Маркарян 1014. Далекая сейфертовская галактика ($z = 0.1633$). Она наблюдалась также на частотах 102 МГц [30], 327 МГц [27] и были оценены верхние границы плотностей потоков: 2 Ян и 0.5 Ян соответственно. Если измеренное значение плотностей потока на волне 7.6 см подтвердится, то эту галактику можно отнести к мощным радиоисточникам со светимостью $\lg L = 24.2$ Вт/Гц ($H = 75$ км/с Мпс) среди сейфертовских галактик.

Маркарян 1073. На радиочастотах мало исследована. На частоте 102 МГц [30] верхний предел плотности потока составляет 2 Ян. В литературе сведения о радионаблюдениях на других частотах отсутствуют. Согласно работам [31, 32] Маркарян 728 и 1073 входят в состав скоплений А 1142, 426 соответственно. Там же высказано предположение, что сейфертовские галактики, входящие в состав скоплений, составляют осо-

бую подгруппу объектов, отличающихся от остальных *Sy* галактик своими морфологическими характеристиками.

Маркарян 1376 (NGC 5506). Эта галактика хорошо исследована в оптическом [33, 34], инфракрасном [35], рентгеновском [36] и радио [26, 27, 37—39] диапазонах. Наши данные хорошо согласуются с результатами вышеуказанных наблюдений сантиметрового диапазона ($\alpha = -0.5$). На частоте 327 МГц поток от Маркарян 1376 оценивался < 0.5 Ян. Следовательно, спектр этой галактики в диапазоне 21—92 см должен иметь завал ($\alpha > -0.5$). В связи с этим представляет определенный интерес исследование этого объекта с высоким угловым разрешением в длинноволновой ($\lambda > 21$ см) части спектра.

NGC 1068. На протяжении многих лет этот объект исследуется практически во всем диапазоне электромагнитного спектра (ссылки на литературу мы не приводим). Из наших наблюдений спектральный индекс *NGC 1068* $\alpha = -0.77$, что хорошо согласуется с другими данными (см., например, [40]). *NGC 1068* — одна из немногочисленных сейфертовских галактик, у которой удалось обнаружить присутствие нескольких радиокомпонент [40].

Вообще говоря, изучение радиоморфологии *Sy* галактик представляет большой интерес, так как оно позволяет более детально исследовать механизмы образования радиоволн в *Sy* галактиках и другие их свойства. Заметим, что программа исследования радиоморфологии сейфертовских галактик в течение последних лет успешно ведется с помощью радиотелескопа VLA (угловое разрешение $< 1''$, чувствительность < 1 мЯн на волне 6 см) [37, 40]. Однако, по всей вероятности, даже такие высокие разрешение и чувствительность недостаточны для выделения мелкомасштабной структуры у большого числа *Sy* галактик, так как они, в основном, имеют слабые радиопотоки (по сравнению с радиогалактиками) и малые угловые размеры. Если при таких параметрах радиотелескопа у многих радиогалактик удастся обнаружить структурные особенности, то большинство сейфертовских галактик остаются неразрешенными. Поэтому для выделения структурных особенностей сейфертовских галактик необходимы чувствительность $\ll 1$ мЯн и разрешение $\ll 1''$.

NGC 2110. После обнаружения рентгеновского излучения [17] этой галактики ее начали интенсивно исследовать и на других длинах волн. В оптическом диапазоне *NGC 2110* имеет эмиссионные линии (с полушириной < 600 км/с) [34]. В радиодиапазоне объект мало изучен, и нам удалось найти результаты наблюдений только на двух волнах (6 и 21 см) [17]. Наши данные хорошо согласуются с результатами этой работы, и спектральный индекс в диапазоне длин волн 6—31 см получается $\alpha = -0.56$.

NGC 2992. В оптическом диапазоне спектр этой галактики (как и у Маркарян 1376, NGC 2110) близок к спектрам сейфертовских галактик 2-го типа [34, 41, 42]. Кроме того, как отмечается в [41], в NGC 2992, вероятно, имеет место выброс газа и пыли из ядра в области образования эмиссионных линий. Эта галактика является также рентгеновским источником [16]. В работе [43] приведена радиокарта NGC 2992 на частоте 4885 МГц, полученная с помощью VLA, однако значение интегрального потока отсутствует. Согласно указанной работе, ошибки определения интегрального потока из радиокарт могут быть большими, так как VLA мало чувствителен к протяженным деталям и компонентам с низкой поверхностной яркостью. Поэтому значение интегрального потока NGC 2992 в этой работе не приводится. Найти в литературе радиоданные на других частотах не смогли, что затрудняет обсуждение радиосвойств этой галактики.

III Zw 2. Оптический спектр этой галактики исследовался в ряде работ (см., например, [44, 45]). Она также является рентгеновским источником [46]. В сантиметровом диапазоне длин волн III Zw 2 является переменным радиоисточником [46, 47] со средним спектральным индексом $\alpha \sim 0$. Из наших наблюдений следует, что спектральный индекс в диапазоне 8.2—31.0 см положителен ($\alpha = 0.6$). Подобные радиоспектры (типа СРХ) характерны для переменных радиоисточников. На волне 92 см верхний предел плотности потока III Zw 2 составляет 0.5 Ян [27]. Поскольку в дециметровом диапазоне степень переменности радиоисточников невелика, то из сопоставления плотностей потоков на волнах 31 см и 92 см следует, что в этом интервале спектральный индекс $\alpha > -0.3$. Таким образом, в довольно широком диапазоне волн (3 мм [46] — 92 см) спектр III Zw 2 плоский, что является следствием наличия в ней компактного непрозрачного компонента ($< 0.4 \cdot 10^{-3}$ [48]). В связи с этим представляет большой интерес исследование этого объекта с высоким разрешением также в дециметровом диапазоне длин волн.

Маркарян 358. На волнах 21 см [38] и 7.6 см (настоящая работа) оценивался лишь верхний предел плотности потока: 4 и 20 мЯн соответственно. Однако, согласно работе [47], на волне 2.8 см поток от Маркарян 358 составлял 40 ± 10 мЯн. В таком случае, если последнее измерение достоверно, то в указанном диапазоне спектральный индекс этой галактики положителен ($\alpha > 1$). Следовательно, возможно и эта галактика (как III Zw 2 и другие подобные объекты) имеет непрозрачную и переменную радиокомпоненту. Разумеется, это предположение подтвердится после дополнительных наблюдений.

Галактики Маркарян 720, 728, 883, 907, 915, 916 и 1179 из табл. 2 мало исследованы в радиодиапазоне. Имеются лишь некоторые данные о величине их потоков на частотах 327 МГц [27] и 102 МГц [30].

4. *Заключение.* В работе [49] сейфертовские галактики по радиосвойствам условно были разделены на четыре основные подгруппы:

1. Сейфертовские галактики с двойными радиокомпонентами и мощным радиоизлучением, подобно классическим радиогалактикам ($\lg L > 25$ Вт/Гц на частоте 1.4 ГГц). Представителями этой подгруппы являются 3С 382, 390.3 и т. п.

2. Мощные ($\lg L > 24$ Вт/Гц на частоте 1.4 ГГц) компактные радиосточники, совпадающие с оптическим объектом (NGC 1275, 3С 120, Маркарян 668 (OQ 208)).

3. Слабые радиосточники ($\lg L = 20-24$ Вт/Гц), совпадающие с Маркарян 668, (OQ 208)).

4. Галактики, у которых не обнаружено радиосигналы > 3 мЯн на частоте 1.4 ГГц, так называемые «радио-спокойные» объекты.

Практически все классические сейфертовские галактики и Sy объекты из обзора Маркаряна и сотрудников (или из других обзоров) входят в подклассы 3 и 4.

По всей вероятности, к перечисленным выше подклассам Sy галактик следует добавить также подклассы: а) объекты с рентгеновским излучением и с узкими эмиссионными линиями (уже, чем линии Sy 2 галактик), такие, как NGC 2110, 2992, 5506 и т. п., часто являющиеся слабыми радиосточниками; б) галактики из подклассов 1—4, одновременно входящие в состав скоплений (Маркарян 69, 298, 423, 699, 728, 1073, NGC 1275 и Tol 1059+105) [32], большой процент которых также является радиосточниками — четыре (Маркарян 298, 728, 1073 и NGC 1275) из восьми.

Такое разнообразие сейфертовских галактик и другие их свойства (см., например, [24, 30, 37, 40, 49, 50]) отчетливо указывают на их близость с радиогалактиками и квазарами. Основное отличие этих трех типов объектов заключается в различии величины свегимостей во всем диапазоне электромагнитного спектра.

Авторы благодарят сотрудников группы эксплуатации и наблюдателей РАТАН-600 за оказанную помощь в наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM WITH THE RADIO TELESCOPE RATAN-600

V. A. SANAMIAN, R. A. KANDALIAN, G. A. OHANIAN

The results of the observations of 101 galaxies with ultraviolet continuum at λ 3.9—31.0 cm are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 15, 701, 1979; 16, 425, 1980.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.
4. D. W. Weedman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 69, 1977.
5. D. W. Weedman, *M. N.*, 184, 11P, 1978.
6. В. Л. Афанасев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 5, 271, 1979.
7. D. Kunth, W. L. W. Sargent, *ESO, preprint*, No. 35, 1978.
8. В. Л. Афанасев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 193, 1980.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 609, 1980.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 329, 1972.
11. Н. Д. Караченцев, *Письма АЖ*, 7, 3, 1981.
12. D. E. Osterbrock, *BAAS*, 13, 78, 1981.
13. J. M. Shuder, D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 250, 55, 1981.
14. R. Stoughton, D. E. Osterbrock, *P.A.S.P.*, 92, 117, 1980.
15. A. S. Wilson, K. Wood, M. I. Ward, R. E. Griffiths, R. F. Mushotzky, A. J., 86, 1289, 1982.
16. M. J. Ward, A. S. Wilson, M. V. Penston, M. Elvis, T. Maccacaro, K. P. Tritton, *Ap. J.*, 223, 788, 1978.
17. H. V. Bradt, B. F. Burke, C. R. Cantzars, P. E. Greenfield, R. L. Kelley, J. E. Clintonock, J. van Paradijs, A. T. Koski, *Ap. J.*, 226, L111, 1978.
18. Э. А. Дибай, В. Т. Дороженко, К. А. Постнов, *Письма АЖ*, 7, 527, 1981.
19. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, *Астрон. цирк.*, № 1168, 2, 1981.
20. С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Ю. Н. Парийский, Н. А. Есепкина, *Изв. ГАО*, № 188, 3, 1972.
21. Ю. Н. Парийский, О. Н. Шиврис, Д. В. Корольков, А. Б. Берлин, Н. Л. Кайдановский, Н. А. Есепкина, Ю. К. Эверев, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, А. П. Лавров, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, *Радиофизика*, 19, 1581, 1976.
22. Р. М. Киракосян, К. С. Мосоян, О. Б. Петросян, В. Г. Геворкян, *Сообщ. САО*, № 12, 65, 1974.
23. А. Б. Берлин, Л. Г. Гассанов, В. А. Гольнев, Д. В. Корольков, В. И. Лебедь, Н. А. Нижельский, Е. Е. Спазенберг, Г. М. Тимофеева, А. В. Яременко, *Радиотехника и электроника*, 27, 1268, 1982.
24. E. Meurs, *Ph. D. Thesis*, Sterrewacht, Leiden, 1982.
25. P. C. Crane, *Ph. D. Thesis*, Massachusetts Institute of Technology, 1977.
26. J. M. van der Hulst, P. C. Crane, W. C. Keel, *A. J.*, 86, 1175, 1981.
27. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, В. Р. Венутопал, Д. С. Багри, *Астрофизика*, 18, 651, 1982.
28. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
29. G. Kojotan, H. M. Tovmassian, D. F. Dickinson, A. S. C. Dinger, *A. J.*, 85, 1462, 1980.
30. В. А. Аргюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян, *Астрофизика*, 18, 215, 1982.

31. М. А. Аракелян, В. Ю. Терещих. Письма АЖ, 8, 139, 1982.
32. М. А. Аракелян, В. Ю. Терещих, Астрон. цирк., № 1188, 1, 1981.
33. A. S. Wilson, M. V. Penston, R. A. E. Fosbury, A. A. Boksenberg, M. N., 177, 673, 1976.
34. J. M. Shuder, Ap. J., 240, 32, 1982.
35. I. S. Glass, M. N., 183, 85P, 1978.
36. N. Marshall, R. S. Warwick, M. N., 189, 37P, 1979.
37. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, R. A. Sramek, Ap. J., 247, 419, 1981.
38. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 53, 93, 1976.
39. J. T. Stocke, W. A. Tifft, M. A. Kaftan-Kastm, A. J., 83, 332, 1978.
40. A. S. Wilson, W. J. Willits, Ap. J., 240, 429, 1980.
41. T. M. Heckman, G. K. Miley, W. J. M. van Breugel, H. R. Butcher, Ap. J., 247, 403, 1981.
42. M. P. Veron, Astron. Astrophys., 100, 12, 1981.
43. J. J. Condon, M. A. Condon, G. Gisler, J. J. Puschell, Ap. J., 252, 102, 1982.
44. D. W. Weedman, Ap. J., 208, 30, 1976.
45. F. R. Feidman, D. W. Weedman, V. A. Balzano, L. W. Ramsey, Ap. J., 256, 427, 1982.
46. H. V. Schnopper, J. P. Delvaille, A. Epstein, W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, R. M. Hjellming, F. N. Owen, W. D. Cotton, Ap. J., 222, L91, 1978.
47. W. H. McCuthchen, P. C. Gregory, A. J., 83, 566, 1978.
48. J. J. Wittels, W. D. Cotton, I. I. Shapero, Ap. J., L47, 1978.
49. A. S. Wilson, Proc. Roy. Astron. Soc. London, A. 366, 461, 1979.
50. Р. А. Кандалян, Астрофизика, 18, 580, 1982.

УДК 524.7—77

О КОНФИГУРАЦИИ РАДИОГАЛАКТИК

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 27 июля 1982

Принята к печати 15 февраля 1983

Предполагается, что галактики обладают дипольными магнитными полями. На основании изучения движения облака заряженных релятивистских частиц, выброшенного из ядра родительской оптической галактики, в дипольном магнитном поле, находятся основные формы радиогалактик. Полученные результаты хорошо согласуются с наблюдениями.

1. *Введение.* Как известно, большинство космических объектов имеет магнитные поля. Конфигурацию магнитных полей Солнца и планет в первом приближении можно считать дипольной. Более крупномасштабными и регулярными магнитными полями обладают галактики и квазары. Есть много доводов в пользу предположения, что магнитные поля галактик тоже имеют дипольный характер. Впервые такое предположение для «взрывающейся» галактики M 82 было сделано в работе [1]. В работе [2] было показано, что магнитное поле для M 82 направлено по малой оси галактики. При предположении о дипольном характере магнитного поля это можно объяснить тем, что ось диполя совпадает с малой осью галактики. В настоящее время есть много наблюдательных данных, свидетельствующих о наличии магнитных диполей галактического масштаба и у других галактик. Такими галактиками, например, являются 3C 129 и NGC 1265 [3—6], радиогалактики 3C 310 [7], В 0844+31 [8] и, так называемая, «Бабочка» — радиогалактика IC 708 [9]. На основании анализа наблюдательных данных о мерах вращений пульсаров и внегалактических радиоисточников в работах [10, 11] нами было показано, что магнитное поле нашей Галактики, вероятно, является определенным образом деформированным полем диполя.

В последнее время в некоторых теоретических работах [12—14] показано, что космические объекты, в том числе и галактики, могут иметь дипольные магнитные поля. В работах [12, 13] рассматривается гипотеза о том, что наблюдаемые в настоящее время магнитные поля космически

объектов являются реликтом дипольного поля супердрона. Предположение о дипольной форме магнитного поля протогалактик в рамках сверхплотной космогонии впервые было сделано в работе Р. М. Мурадяна [12]. Там же для магнитного момента галактик получена формула

$$\mu = 10^{-41} \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3,2} \text{ Гс см}^3, \quad (1)$$

где m — масса галактики, а $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г — масса протона. Для нашей Галактики по этой формуле получается значение $\mu = 1.7 \cdot 10^{61}$ Гс см³, которое по порядку величины хорошо согласуется со значениями, полученными из наблюдений.

В работе [14] показана принципиальная возможность эффективного усиления дипольного магнитного поля в центральных областях Галактики посредством, так называемого, α^2 динамо. Ясно, что такой механизм может работать и в других спиральных галактиках. Таким образом, ссылаясь на работы [12—14], можно предположить, что как в эллиптических галактиках, где из-за отсутствия достаточного количества межзвездного вещества не работает динамо-механизм, так и в спиральных галактиках магнитное поле имеет конфигурацию, близкую к дипольной.

2. *Основные конфигурации радиогалактик.* Согласно известной гипотезе В. А. Амбарцумяна (см., например, [18]) происхождение радиогалактик можно объяснить активностью ядер галактик, проявляющейся в форме гигантских взрывов и выбрасывания облаков заряженных частиц из центральных областей. В настоящей работе предполагается, что магнитное поле галактик имеет дипольную конфигурацию. Изучение движения облака заряженных релятивистских частиц, выброшенного из ядра галактики, в дипольном магнитном поле, дает возможность найти основные формы радиогалактик. Дипольное магнитное поле характеризуется напряжением поля, которое находится по формуле (см., например, [15]).

$$B = \frac{\mu}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}, \quad (2)$$

где r — расстояние от центра диполя, а λ — широтная координата данной точки, то есть угол между радиусом-вектором r и экваториальной плоскостью диполя (см. рис. 1), и уравнением силовой линии магнитного поля, которое имеет вид

$$r = r_0 \cos^2 \lambda, \quad (3)$$

где r_0 — расстояние от центра диполя до пересечения данной силовой линии с экваториальной плоскостью. Дипольный момент магнитного поля галактик можно находить по формуле (1).

Общезвестно, что механизмом излучения радиогалактики является синхротронное излучение, то есть излучение заряженных частиц, движущихся по винтовой траектории вокруг силовой линии магнитного поля. Как отмечалось выше, будем считать, что радиоизлучающая область радиогалактики образуется из облака релятивистских частиц, выходящего из ядра оптической галактики и движущегося в ее дипольном магнитном поле. Будем также считать, что облако выходит в направлении оси диполя.

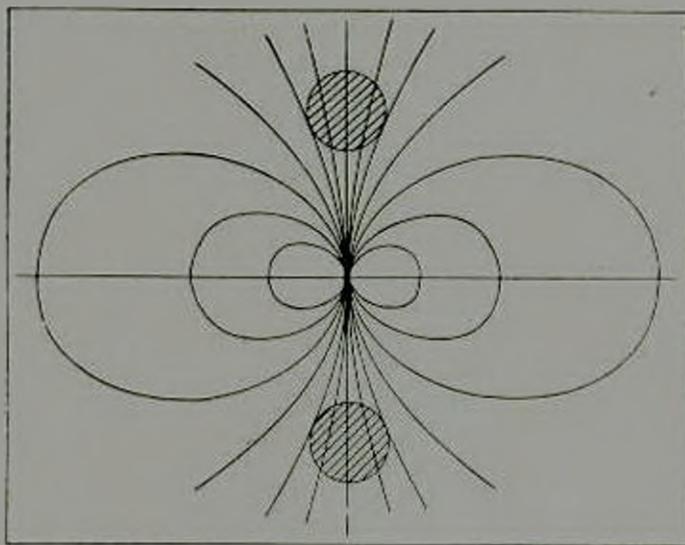


Рис. 1. Случай 1. Плотность энергии релятивистских частиц в облаке больше плотности энергии магнитного поля. Область, занимаемая облаком частиц, заштрихована

которая в свою очередь приблизительно совпадает с осью вращения галактики. В зависимости от того, какими магнитными моментами обладают галактики и какую энергию имеют облака релятивистских частиц, можно получить разные формы радиоизотоп галактик. Мы будем различать два следующих случая.

1. Когда плотность энергии релятивистских частиц в облаке намного больше плотности энергии магнитного поля, облако релятивистских частиц будет удаляться от оптической галактики, деформируя и увлекая за собой магнитное поле галактики. В зависимости от того, выходят ли облака только с одного полюса диполя, или с обоих полюсов, получается одиночная или двойная протяженная радиогалактика. Если же в одном направлении выходят несколько облаков, то получится радиогалактика, имеющая несколько уплотнений в одной струе, и т. д.

2. Когда же плотность энергии релятивистских частиц в облаке меньше плотности энергии магнитного поля, частицы, вращаясь вокруг сило-

вой линии, будут двигаться по силовым линиям дипольного поля и окажутся в магнитной ловушке. Эти частицы будут совершать колебания между некоторыми точками (точками отражения магнитного зеркала) и дрейфовать по направлению, перпендикулярному силовым линиям. Точки отражения находятся по формуле $B = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha_0}$, где B_0 — напряженность маг-

нитного поля на экваториальной плоскости диполя, а α_0 — угол, составленный направлением скорости частицы, находящейся на экваториальной плоскости, с силовой линией поля. Таким образом, все облако релятивистских частиц окажется в магнитной ловушке, и после нескольких колебаний (как это бывает в радиационных поясах Земли) частицы будут непрерывным образом заполнять объем, получающийся вращением некоторого сечения S (см. рис. 2) вокруг оси диполя. В зависимости от того, какое на-

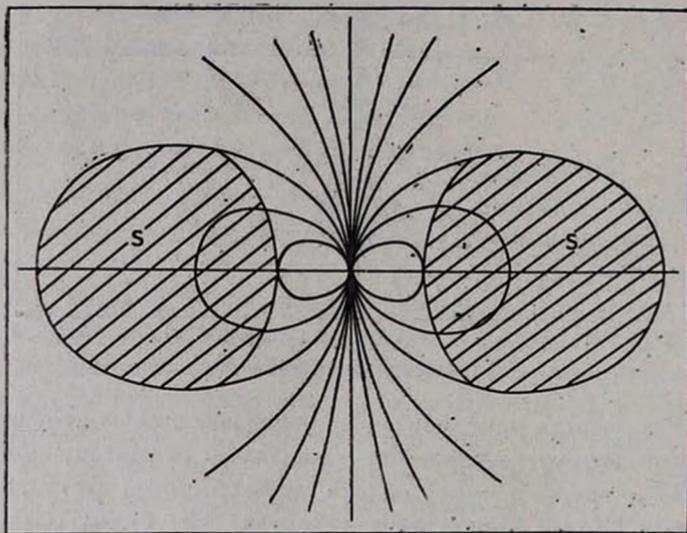


Рис. 2. Случай 2. Плотность энергии релятивистских частиц в облаке меньше плотности энергии магнитного поля.

правление имеет ось диполя относительно луча зрения, радиогалактика может иметь круглую, чуть вытянутую или двойную конфигурацию. Например, если ось диполя совпадает с лучом зрения или составляет малый угол с ним, то радиогалактика будет иметь соответственно круглую или вытянутую форму. Если же ось диполя с лучом зрения составляет угол, близкий к 90° , то радиогалактика будет видна как двойная. Действительно (см. рис. 2), луч зрения проходит через более толстый слой релятивистских частиц в двух участках, расположенных симметрично относительно

оптического объекта. Ясно, что и излучение в этих участках будет больше, чем в остальных.

На рис. 1 и 2 графически изображены описанные выше случаи 1 и 2. Отметим, что радиогалактики в первом и во втором случаях имеют морфологические различия, по которым, вероятно, можно отличать первый случай от второго. Так, одиночные радиогалактики в первом случае не совпадают с родительской оптической галактикой, тогда как во втором случае оптическая галактика находится почти в центре радиогалактики. Отношение размеров компонентов радиогалактики к линейному расстоянию между компонентами в случае 1 в среднем должны быть меньше, чем в случае 2. Радиоконпоненты относительно родительской оптической галактики во втором случае более симметричны. Отметим также, что в этих двух случаях магнитное поле имеет разные направления относительно направления вытянутости радиогалактики. Как это хорошо видно на рис. 1, в первом случае магнитное поле параллельно большой оси радиогалактики. Во втором случае (рис. 2) направление вытянутости радиогалактик перпендикулярно оси диполя, а магнитное поле в компонентах параллельно оси диполя. Следовательно, направление магнитного поля перпендикулярно большой оси радиогалактики. Этот результат хорошо подтверждается наблюдениями. Так, авторы работы [16], анализируя данные о поляризации 93 радиогалактик, получили, что для квазаров и радиогалактик большой светимости магнитное поле направлено вдоль большой оси радиогалактик, а для радиогалактик малой светимости магнитное поле перпендикулярно этой оси. Однако понятно, что при одинаковых магнитных моментах галактик, первый случай, когда плотность релятивистских частиц больше, в среднем совпадает со случаем большей светимости, а случаи 2 — со случаем малой светимости радиогалактик.

Отметим, наконец, что рассмотренные нами выше конфигурации радиогалактик получаются, когда галактики изолированы друг от друга. Однако радиогалактики часто встречаются в скоплениях галактик, где дипольные магнитные поля галактик могут искажаться из-за взаимодействия с другими галактиками, или из-за движения галактик в межгалактическом пространстве. В этих случаях получаются магнитные поля очень сложной конфигурации, а следовательно, и радиогалактики будут иметь сложную конфигурацию, что и встречается часто. Такими галактиками являются, например, упоминавшиеся в начале статьи «хвостатые» радиогалактики 3C 129 и NGC 1265, движущиеся в скоплениях галактик [3—6].

3. Сравнение с наблюдательными данными. Попробуем теперь сопоставить некоторые наблюдательные данные, приведенные в книге Нахольчика [17], с полученными нами результатами. Внегалактические радиоисточники подразделяются на компактные и протяженные в соответствии с их радиохарактеристиками (в настоящей статье говорилось о протяжен-

ных радиосточниках). Более или менее общей особенностью всех протяженных источников является двойственность их структуры, которая характеризуется значительной степенью симметрии. Как показано выше, такую структуру можно получить из предположения о дипольном характере магнитного поля галактик. Однако встречаются одиночные протяженные, а также, как отмечалось выше, радиогалактики довольно сложных конфигураций.

Протяженные радиосточники обычно связаны с яркими и массивными эллиптическими галактиками или квазарами, а их линейные размеры находятся в пределах от 10 кпс до 0.6 Мпс. Это значит, что магнитный момент у этих объектов должен быть таким, чтобы на столь больших расстояниях от центра родительской галактики напряженность поля была порядка 10^{-5} — 10^{-6} Гс. Как известно, массивные эллиптические галактики обладают массами порядка $10^{13} M_{\odot}$ или даже больше. Если по формуле (1) оценить ожидаемый магнитный момент у этих галактик, то получится, что $\mu \approx 1.3 \cdot 10^{64}$ Гс см³ или больше, а формула (2) дает, что, например, по направлению полюсов диполей у этих галактик (когда λ меняется от 0° до 90°, напряженность поля меняется всего в два раза) на расстоянии, скажем, 50 кпс напряженность магнитного поля будет $B \approx 10^{-5}$ Гс или больше, что вполне достаточно для образования радиогалактик. Таким образом, протяженными радиогалактиками могут стать в основном те галактики, которые имеют большие массы и следовательно обладают большими магнитными моментами. Такими объектами являются массивные эллиптические галактики, с которыми и отождествляются в основном протяженные радиогалактики.

Время жизни электронов в протяженных радиогалактиках оценивается значением порядка 10^9 лет. За это время релятивистские электроны, попавшие в магнитную ловушку дипольного поля галактики, совершают очень много колебаний. Например, для радиогалактики с размером порядка 50 кпс время колебаний составляет примерно (см., например [15])

$$\tau = \frac{4r}{c} = 7 \cdot 10^5 \text{ лет,}$$

то есть, за время жизни электроны успевают совершать больше тысячи колебаний, что и подтверждает наше предположение о том, что частицы непрерывным образом заполняют объем, получающийся вращением сечения S вокруг оси диполя.

Оказывается, что почти все морфологические характеристики, относящиеся к радиокомпонентам радиогалактик, приводимые в книге Пахольчика [17], можно в грубых чертах объяснить в рамках дипольной модели радиогалактик. Однако мы здесь не будем приводить эти характеристики.

Отметим, что и в первом, и во втором случаях, рассмотренных выше, радиокомпоненты удаляются друг от друга и расширяются. В первом случае скорости удаления и расширения радиокомпонентов зависят от начальных скоростей облаков. Магнитное поле замедляет эти скорости, но не совсем, так как плотность энергии магнитного поля меньше плотности энергии частиц. Во втором случае скорости удаления и расширения, зависящие в основном от частоты соударений между частицами, вероятно меньше, чем в первом.

Отметим, наконец, что наблюдаемую двойственность радиогалактик можно считать косвенным доказательством дипольного характера магнитного поля галактик.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE CONFIGURATION OF THE RADIOGALAXIES

R. R. ANDREASSIAN

It is assumed that the galaxies possess dipole magnetic fields. The study of the movement of the charged relativistic particles ejected from the nucleus of the parent galaxy, in the dipole magnetic field, offers a chance to find the main forms of radiogalaxies. The obtained results are in good agreement with observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. D. Greyber, Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, Chicago Univ. Press, 1956.
2. A. Sandage, N. Visvanatan, Ap. J., 157, 1065, 1969.
3. W. J. Jaffe, G. C. Perola, Astron. Astrophys., 26, 423, 1973.
4. R. T. Schilizzi, R. D. Ekers, Astron. Astrophys., 40, 221, 1975.
5. G. K. Miley, K. J. Wellington, H. van den Laan, Astron. Astrophys. 38, 381, 1975.
6. R. G. Strom, G. K. Miley, J. Oort, Scientific American, 233, 26, 1975.
7. W. J. M. van Breugel, Astron. Astrophys., 81, 265, 1980.
8. W. J. M. van Breugel, Astron. Astrophys., 81, 275, 1980.
9. J. P. Vallee, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 77, 183, 1979.
10. Р. Р. Андреасян, Астрофизика, 18, 707, 1980.
11. Р. Р. Андреасян, Астрофизика, 18, 255, 1982.
12. Р. М. Мурадян, Астрофизика, 14, 439, 1978.

13. И. Н. Минин, *Астрофизика*, 15, 121, 1979.
14. А. А. Рузмайкин, А. М. Шукуров, *Астрон. ж.*, 58, 969, 1981.
15. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика*, Мир, М., 1967.
16. P. Haves, R. G. Sollway, *M. N. RAS*, 173, 53, 1975.
17. А. Пахольчик, *Радиогалактики*, Мир, М., 1980.
18. В. А. Амбарцумян, *Проблемы современной космогонии*. Наука, М., 1969.

ПОПЫТКА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ С МАЛЫМИ КРАСНЫМИ
СМЕЩЕНИЯМИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ
КВАЗИЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

И. Е. ВАЛЬЦ, Б. В. КОМБЕРГ

Поступила 3 декабря 1981

Принята к печати 21 января 1983

По имеющимся в литературе данным о спектрах с хорошим спектральным разрешением ($\Delta\lambda < 5 \text{ \AA}$) для 38 квазизвездных объектов (КЗО) проведен статистический анализ надежности отождествлений с малыми красными смещениями (z от -0.005 до $+0.05$) узких линий поглощения. Отождествления проводились на основе опорного спектра, включающего в себя наиболее заметные линии межзвездной среды. Особое внимание обращается на случаи КЗО, попадающих в область $\pm 10^\circ$ от Сверхгалактического экватора или совпадающих по положению на небесной сфере с высокоскоростными высокоскоростными облаками водорода, а также расположенных на небольших угловых расстояниях от близких галактик. Показано, что в большинстве случаев отождествления с парами линий Ca II (H и K, 3969.65 и 3934.83) и Na I (3303.98 и 3303.37) являются случайными. Исключения составляют объекты 3C 232 (расположен в $1.9'$ от ядра галактики NGC 3067), PKS 0457+024 (совпадает по положению с высокоскоростным облаком AC II) и, может быть, PHL 957 (плоскость Сверхскопления).

1. *Введение.* Отождествление линий поглощения в спектрах квазизвездных объектов (КЗО) является одним из основных вопросов в спектроскопии этих источников. Казалось бы, что с улучшением спектрального разрешения число неотожествленных линий должно уменьшиться, однако эти надежды не полностью оправдались. Ситуация оказалась более сложной. Дело в том, что линии поглощения в спектрах КЗО, по всей вероятности, не имеют единой природы. Одни из них формируются в разлетающихся со скоростями в тысячи километров облаках газа, расположенных вблизи самих источников излучения. Другие — в газовых комплексах, связанных с объектами, расположенными далеко от КЗО и попадающими случайно на луч зрения (см., например, [1]). Так как мы не знаем заранее, где формируются те или иные линии поглощения, то очень важную роль играет выбор опорного спектра, который используется при отождествлении многочисленных узких линий поглощения в спектрах КЗО.

В работе [2] приводится основная часть опорного спектра, состоящего из линий атомов и ионов разных степеней ионизации, которые часто встречаются в спектрах КЗО, а также некоторое число линий, обычно присутствующих в спектрах звезд и формирующихся в межзвездном веществе нашей Галактики. отождествление последних сталкивается с рядом трудностей из-за их слабости и носит пока что более или менее формальный характер [2]. Это связано еще и с тем, что линии поглощения межзвездной среды вряд ли имеет смысл искать во всех КЗО — нужно отбирать те объекты, где их присутствие более вероятно. Очевидно, что, в первую очередь, такие линии поглощения с z , близкими к нулю, следует искать в спектрах КЗО, расположенных на низких галактических широтах ($b'' < 10^\circ$). В последние годы выяснилось, что узкие линии поглощения могут формироваться не только в диске нашей Галактики, но и в облаках короны (например, [3]). Поэтому не безинтересными, с этой точки зрения, являются КЗО, проектирующиеся на какие-либо высокоширотные особенности нашей Галактики, например, на высокоскоростные облака водорода. Так как газовые короны, по-видимому, характерны для всех галактик, то большой интерес представляют КЗО, расположенные на малых угловых расстояниях от галактик, попадающих на луч зрения. В спектрах таких КЗО с большой вероятностью можно ожидать линии поглощения, формирующиеся в газе короны галактики, попавшей на луч зрения (например, [4]). Список КЗО, лежащих на малых угловых расстояниях от галактик, приведен в ревизованном оптическом каталоге КЗО [5].

Имеет также смысл обратить внимание на КЗО, лежащие вблизи от плоскости Местного Сверхскопления галактик (см., например, [6]), так как, согласно [7], в этой плоскости могут быть сконцентрированы облака межгалактического вещества. Некоторое подтверждение такой точки зрения дано и в работе [8], где рассмотрен вопрос о линии поглощения нейтрального водорода L_{α} в спектрах далеких ($z > 2.0$) КЗО, формирующейся в газовых комплексах далеких Сверхскоплений галактик.

В настоящей работе сделана попытка отождествления линий поглощения в спектрах некоторых КЗО в предположении, что эти линии формируются или в межзвездной среде нашей Галактики, или в межгалактическом веществе Сверхгалактики.

2. а) *Описание опорного спектра.* Опорный спектр, принятый нами для отождествления с малыми красными смещениями линий в спектрах КЗО, приводится в табл. 1. В нем содержатся самые интенсивные линии, наблюдавшиеся в межзвездной среде. В столбцах 4—9 даны эквивалентные ширины линий, полученные разными авторами [9—14] из анализа спектров ярких звезд нашей Галактики. Материал этот неоднороден, так как получен на разных пластинках с разными экспозициями, поэтому

эквивалентные ширины нельзя просто сравнивать между собой по абсолютной величине. Очевидно, однако, что наиболее сильными линиями являются линии H и K Ca II и линии D I и D II, Na I, а наиболее слабыми — линии железа и молекулы CH.

Таблица 1

ОПОРНЫЙ СПЕКТР

№	Атом или ион	λ вак. покоя	Эквивалентные ширины W_{λ} , mÅ					
			[9]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]
1	Na I, DI	5897.94	270					
2	Na I, DII	5891.66	270					
3	CH	4301.61		26			27	18
4	CH ⁺	4233.81		32			12	14
5	Ca I	4228.00				15	4	12
6	Ca II, H	3969.65	130	72		58	27	181
7	CH ⁺	3958.89	170	16			6	
8	Ca II, K	3934.83		125		82	51	321
9	CH	3991.40					6	
10	CH	3887.58		9			10	
11	CN	3875.36*		14.5			< 3	< 3
12	Fe I	3861.06		4			3	
13	Fe I	3721.05		6			8	
14	Ti II	3384.78		13	3.0			
15	Na I	3303.98		35	21			36
16	Na I	3303.37		59	31			43
17	Ti II	3242.96			1.8			80

* Среднее значение λ .

В табл. 2 приводится список квазаров, для которых имеются богатые абсорбционные спектры, снятые с достаточно хорошим спектральным разрешением ($\Delta\lambda < 5 \text{ \AA}$). Мы также включили в табл. 2 квазар 3C 232, в котором обнаружены 2 абсорбционных системы, содержащие линии H и K Ca II, возникающие в нашей Галактике ($z_a \approx 0$) и в галактике «по дороге» — NGC 3067 ($z_a \approx 0.0050$) [4]. Литературу [15—38], в которой приводятся спектры поглощения квазаров, мы брали, в основном, из каталога Хевит и Бербиджа [5]; для некоторых квазаров мы приняли более современные данные (соответствующие ссылки приведены в шестом столбце табл. 2).

Методика отождествления с помощью ЭВМ линий, которой мы пользовались, стандартна и подробно описана, например, в работе [39]. Допустимое расхождение длин волн, при котором линия считалась отождествленной, принималось равным половине разрешения ($\pm \Delta\lambda/2$); шаг по z ,

СПИСОК КВАЗАРОВ, СВЕДЕНИЯ О ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО
СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА АБСОРБЦИОННЫХ СПЕКТРОВ

№	Название квазара	z_e	Разрешение $\Delta\lambda$, А	Число линий поглощения	Литература	N	Q	$R = N/Q$	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0000—398	2.827	5	16	[15]	0	0.4	—					
2	0002—422	2.770	0.80	80	[16]	0	1.6	—					
3	3CR 9	2.012	3*	15	[17]	0	0.4	—					
4	PHL 957	2.690	4—10	203	[18]	38	16.9	2.4	37	43	37	37	40
	PHL 957	2.690	0.8	103	[19]	14	2.5	5.6	5	2	7	2	11
5	PKS 0119—046	1.948	2.5—5	21	[20]	0	0.7—1.3	—					
6	4C 25.05	2.358	2*	83	[21]	5	3.5	0.6					
7	0130—403	3.030	5	24	[15]	0	1.0	—					
8	0138—381	2.874	5	16	[15]	0	0.8	—					
9	0151+049	1.903	1.7*	16	[22]	0	0.2	—					
10	0207—398	2.805	5	15	[15]	0	0.4	—					
11	PKS 0237—23	2.223	0.7	218**	[23, 24]	83	55.6	1.5					
	PKS 0237—23	2.223	0.8	59	[19]	3	12.0	0.25					
12	0254—334, 2	1.857	2	15	[25]	0	0.3	—					
13	Q 0324—407	3.056	5	10	[15]	0	1.2	—					
14	PKS 0424—131	2.165	1.5	92	[26]	5	3.7	1.4					
15	0453—423	2.661	0.8	77	[16]	13	18	7.2	7	5	5	3	6
16	PKS 0457+024	2.384	1.5	74	[26]	12	2.4	5	11	11	10	11	13
17	PKS 0528—250	2.765	5	40	[27]	0	0.6	—					
	PKS 0528—250	2.765	2	173	[28]	24	2.9	8.3	22	9	17	15	15

18	OH 471	3.402	4-10-24	89	[29]	6	5.4	1.1						
19	PKS 0736-06	1.901	8.5*	47	[17]	0	1.6	0						
20	4C 05.34	2.877	5	93	[30]	10	4.8	2.3	13	8	7	10	16	
21	B2 0820+296	2.368	3*	44	[17]	11	2.0	5.5	9	5	10	3	11	
22	0824+110	2.278	1.5	75	[26]	8	2.0	4.0	3	4	7	8	2	
23	0830+115	2.974	1.5	139	[26]	16	4.4	3.6	13	15	17	19	18	
24	3C 232	0.533	0.8	9	[4]	5	0.3	17.0	1	0	1	0	0	
25	0958+551	2.067	2.0	24	[31]	0	0.5	—						
26	PKS 1157+014	1.986	10	45	[32]	9	6.0	1.5						
27	1158+122	2.018	8.0*	20	[17]	0	8.6	—						
28	TON 1530	2.051	3.0*	24	[33]	0	0.4	—						
29	B2 1225+31.7	2.200	0.8	88	[19]	0	1.8	—						
30	1226+105	2.296	1.5	26	[26]	2	0.5	4.0	3	2	2	2	4	
31	1246-057	2.22	2.0	55	[34]	3	1.0	3.0	1	0	5	4	2	
32	1331+170	2.081	1.5	91	[35]	0	0.4	—						
33	OQ 172	3.530	3.5	175	[36]	17	8.9	1.9	19	18	17	20	23	
34	1548+114b	1.901	2.0*	27	[37]	3	1.7	1.8	3	9	4	6	4	
35	PKS 1756+237	1.721	1.8	42	[38]	3	0.9	3.3	6	5	3	1	6	
36	PKS 2126-158	3.270	0.8	113	[2]	0	1.7	—						
37	2C 24.61	2.328	3.0*	38	[17]	3	0.8	3.8	4	3	0	3	3	
38	2351-154	2.665	1.5	114	[26]	0	5.6	—						

* В литературе приводится только дисперсия, с которой снимался спектр; разрешение получено по приближенной формуле $\Delta\lambda=0.035D$.

** Число появлений N пар линий H и K Ca II может превышать число независимых систем, т. к. шаг по λ заведомо брался меньше, чем требует разрешение для независимых испытаний. Это делалось для того, чтобы избежать потерь систем, которые возможны при существующих неточностях в определении положения центра линии.

в зависимости от разрешения, брался от 0.00005 до 0.0005. Интересный для нашей задачи интервал z заключен в пределах от -0.001 до $+0.010$, что соответствует скоростям от -300 км/с до $+3000$ км/с. Однако практически анализ спектров проводился в большем интервале z (от -0.005 до $+0.050$) с целью получения более уверенных статистических оценок.

а) *Статистический анализ спектров.* Наибольший интерес с точки зрения надежности отождествления представляют линии H и K Ca II (интервал длин волн > 5800 А, к которому относится интенсивный дублет Na I 5898, 5892, в большинстве спектров квазаров отсутствует). В столбце 7 табл. 2 приводится N -число отождествляемых в спектре появлений пар линий H и K и Ca II в интервале z от -0.005 до $+0.050$. В столбце 8 — среднее ожидаемое число Q случайных появлений этой пары линий в том же интервале z , рассчитанное по формуле биномиального распределения (см. [39]). Видно, что статистические оценки для большинства спектров квазаров указывают на случайный характер отождествления этой пары линий. Однако имеется ряд квазаров, для которых заметно превышение числа обнаруженных пар линий над предсказанным при случайных отождествлениях. В столбце 9 табл. 2 приводится отношение R числа обнаруженных на различных z пар линий H и K Ca II к числу ожидаемых появлений этих линий при случайных отождествлениях ($R = N/Q$). Наибольшее значение R получается для квазара 3С 232 ($R = 17.0$). Такие значительные превышения в отношении наблюдаемого числа пар линий к ожидаемому могут быть связаны или с наличием в спектрах реальных абсорбционных систем (как, например, в 3С 232 от галактики NGC 3067), или с некоторыми возможными неравномерностями в распределении линий поглощения по спектру. (Дело в том, что формулы, использованные нами для статистических оценок, справедливы только для равномерного распределения линий в спектре). Чтобы разделить эти две возможности, были сформированы 5 пар случайных чисел, соответствующих линиям H и K Ca II, и проведено отождествление этих случайных линий для квазаров, у которых $R > 1.5$, по той же методике и в том же интервале z . Результаты приводятся в столбцах 10—14 табл. 2. Видно, что значения n для случайных линий и N для линий H и K Ca II, в основном, совпадают достаточно хорошо, т. е. можно утверждать, что пары линий, отождествляемые с H и K Ca II, в спектрах исследованных квазаров могут появиться и случайно.

в) *Отбор реальных абсорбционных систем.* Итак, как показывает наш статистический анализ, без каких-либо косвенных аргументов, основываясь только на факте совпадения длин волн линий опорного спектра и линий спектра квазара, делать выводы о физической реальности отождествления линий нельзя. Рассмотрим, что могут дать для отбора реальных отожде-

ствлений некоторые из дополнительных сообщений, на которые мы указывали во введении.

1) Расположение квазаров вблизи плоскости Сверхгалактического экватора, где возможно скопление крупных газовых комплексов. На рис. 1 в координатах α, δ (в градусах) нанесен Сверхгалактический экватор, полоса $\pm 10'$ от Сверхгалактического экватора и положение 38 квазаров из табл. 2. Анализ показал, что между частотой появления отождествленных линий Н и К Са II и расположением квазаров вблизи Сверхгалактического экватора или

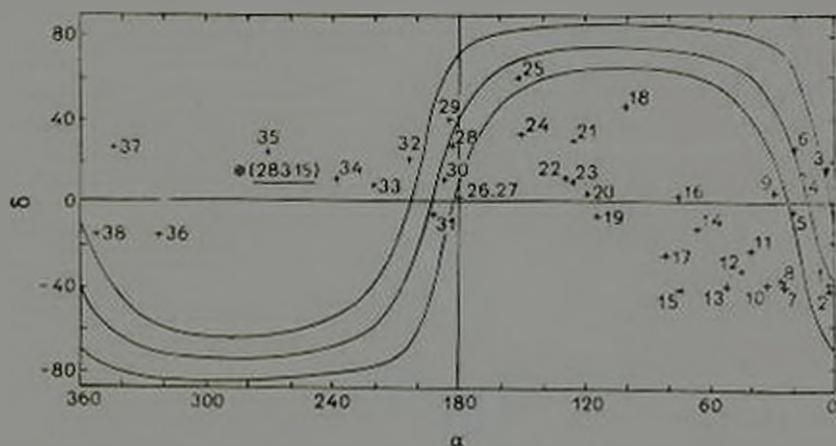


Рис. 1. Область Сверхгалактического экватора в экваториальных координатах и положения квазаров с богатыми абсорбционными спектрами. Северный полюс СГ обозначен кружком и в скобках указаны его координаты (подробнее описание рисунка см. в тексте)

скопления в Деве никакой корреляции нет, так как линии поглощения в спектрах этих квазаров на нужном интервале скоростей не отождествляются с линиями Н и К Са II. Отсюда следует, что или комплексы межгалактического газа в плоскости Местного Скопления достаточно редки, или обогащенность их тяжелыми элементами мала. Если воспользоваться данными о комплексах межгалактического нейтрального водорода, предполагаемых в [8], то при $T \approx 1 \cdot 10^4$ К количество вещества в столбе $N_H \approx 3.7 \cdot 10^{24}$ см $^{-2}$, и $N_{\text{HII}} \approx 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Потенциал ионизации Са примерно в 2 раза ниже, чем у водорода, так что степень ионизации будет еще выше и почти весь Са будет в ионизованном состоянии. Если учесть, что нормальное содержание Са к Н составляет $2 \cdot 10^{-8}$, то, в принципе, на луче зрения должно было быть $N_{\text{CaII}} \sim 10^{11}$ см $^{-2}$, и линии были бы заметны. Значит, скорее всего, в межгалактических облаках содержание Са мало, т. е. газ в них имеет первичный химический состав.

Исключение составляет спектр PHL 957, содержащий 203 линии поглощения. Согласно нашему анализу обращает на себя внимание система с $z = 0.0055$, в которой отождествилось значительное число линий нашего опорного спектра. Среди них — линия дублета Na I λ 3303.98, λ 3303.37 (с одной линией спектра квазара). Однако в спектре Саржента и др. [19], снятом с разрешением 0.8 Å, наличие линии λ 3992.4, с которой отождествилась линия H Ca II, вообще не подтвердилось. Поскольку линии H и K Ca II являются для нас основными при отождествлении, мы считаем эту систему ложной.

2) Связь с высокоскоростными облаками нашей Галактики. Из рассмотренных нами объектов только на один квазар — PKS 0457+024, может быть, проектируется облако — AC II, имеющее скорость 115 км/с [40] (см. рис. 2). Скорость системы с $z_0 = -0.0003$ приблизительно такая же: — 100 км/с. Спектр этого квазара исследовал-

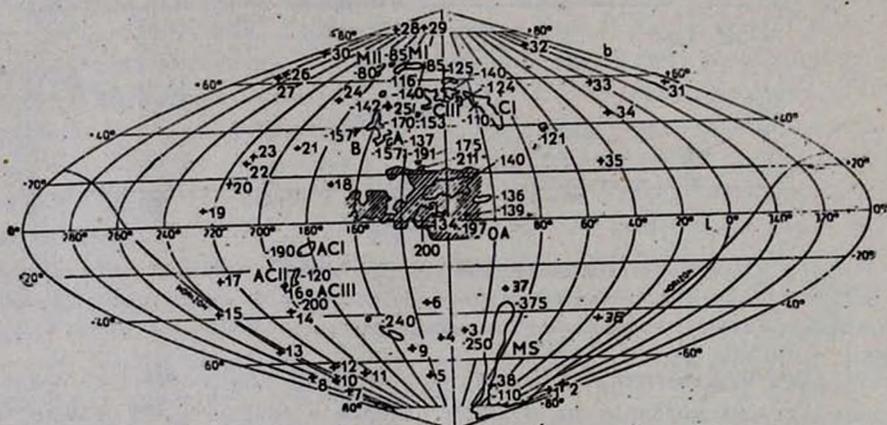


Рис. 2. Распределение наиболее заметных высокоскоростных комплексов водорода [41]. Контуры грубо обозначают границы областей с $N_H = 10^{19}$ см⁻². Приводятся названия облаков и указаны их радиальные скорости. Крестиками нами обозначены положения 36 квазаров с абсорбционными спектрами (табл. 2).

ся в работе [26]: обе линии $\lambda_{обс} = 3969.20$ и $\lambda_{обс} = 3933.24$ (N 24 и N 20 в спектре квазара, соответственно), которые мы отождествляем с H и K Ca II, остались неотожествленными. Исходя из качественных визуальных оценок интенсивностей работы [26] видно, что линия K сильнее, чем H, как и должно быть. Вполне возможно, что эти две линии поглощения в спектре данного квазара объясняются наличием облака AC II на луче зрения. По относительной интенсивности линий H и K Ca II можно оценивать количество ионов Ca⁺ на луче зрения. К сожалению, в данном случае, в работе [26] для этих линий не приведены эквивалентные ши-

рины. Однако в среднем, при $W_{K\text{CaII}}/W_{H\text{CaII}} \approx 2 N_{\text{Ca}^+} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [42]. Если принять нормальное содержание водорода по отношению к кальцию, то $N_H \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Это не противоречит данным по поглощению в 21 см от области, занимаемой облаком АС II [40]: на рис. 2, взятом из [41], контурами ограничены области, имеющие $N_H \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$; квазар PKS 0457+024 внутрь контура не попадает, и линии H и K Ca II, обнаруженные в его спектре, образуются, видимо, в менее плотной среде.*

В заключение отметим еще ряд КЗО, в спектрах которых возможно наличие систем поглощения с малым z , содержащих линии H и K Ca II.

0453-423. Обнаружена система с $z_a = -0.0020$ ($\approx -600 \text{ км/с}$). Отношение интенсивностей отождествленных с H и K Ca II линий спектра квазара $r = 0.71$ [16] и приблизительно соответствует отношению интенсивностей линий H и K Ca II опорного спектра — в среднем $r = 0.59$. Реальные системы в этом спектре могут быть (см. табл. 2).

B2 0820+296. Из 44 абсорбционных линий в спектре этого квазара отождествлены только 7 ($z_a = 2.0212$) [17] с низкой степенью надежности. Обе линии спектра, отождествляемые нами как H и K Ca II, в [17] не отождествлены. Линии слабые, так что привлечь оценки интенсивностей трудно.

0824+110. Система с $z_a = -0.0004 \div -0.0003$ отождествлена в [26]. В системе с $z_a = -0.0014 \div -0.0016$ линия $\lambda_{\text{обс}} = 3963.84$ отождествлена с линией железа Fe II $\lambda 2382.8$ при $z_a = 0.6637$ [26]. Соотношение интенсивностей линий H и K Ca II в предлагаемом нами отождествлении неправильное — линия H Ca II выглядит сильнее. Возможно, что линия $\lambda_{\text{обс}} = 3963.84$ — бленда Fe II $\lambda 2382.8$ при $z_a = 0.6637$ и H Ca II при $z_a \approx -0.0015$. По статистическим оценкам отождествление может быть реальным (см. табл. 2).

1226+105. Обе линии, отождествляемые при $z_a = -0.0012 \div 0.0013$ как H и K Ca II, не отождествлены в [26], где исследовался этот спектр. Система может быть реальной (см. табл. 2), но соотношение интенсивностей линий — неправильное (см. [26]).

OQ 172. Линии № 27 и № 25 [36] спектра отождествились с линиями H и K Ca II при $z_a = 0.0002$. Однако линия № 27 — $\lambda_{\text{обс}} = 3971.4$ отождествлена в [31] как C III $\lambda 977$ при $z_a = 3.0663$ — уверенная система (линия № 25 не отождествлена в [31]). Спектр содержит очень много линий, так что совпадение может быть случайным. В то же время отождествление $\lambda_{\text{обс}} = 3971.4$ с линией C III $\lambda 977$ [36] вызывает некоторые сомне-

* Заметим еще, что этот квазар расположен на небесной сфере вблизи от зоны H II в скоплении молодых звезд I Ori [43].

ния — это очень редкая линия и в спектрах поглощения других квазаров практически не встречается. Поэтому, возможно, стоит обратить внимание на эту систему.

Среди исследованных нами 38 квазаров имеется один (кроме 3С 232) — 0958+551, образующий пространственно близкую пару (2700") с галактикой NGC 3079 (например, табл. 4 в [5]), причем $z_0 = 0.041$ этой галактики попадает в исследованный нами диапазон. Однако на соответствующем этой галактике z пара линий H и K Ca II не обнаружена. Некоторые другие квазары (1548+1146, 0254—334) образуют пространственно близкую конфигурацию с объектами, z_0 которых находится вне исследованного нами диапазона.

3. *Выводы.* Итак, мы рассмотрели возможность отождествления при малых z некоторых абсорбционных линий в спектрах квазаров с линиями, типичными для межзвездной среды нашей Галактики.

Нам не удалось установить корреляцию между наличием абсорбционных систем в спектрах и расположением квазаров вблизи Сверхгалактического экватора.

Среди исследованных нами квазаров имеется один (PKS 0457+024), на который проектируется высокоскоростное облако водорода AC II, принадлежащее нашей Галактике и обладающее скоростью — 115 км/с. В спектре этого квазара обнаружена система абсорбционных линий H и K Ca II, видимо, связанная с наличием этого облака на луче зрения ($z_0 = -0.0003$ км/с, скорость ≈ -100 км/с). Делается предварительный вывод о нормальном содержании кальция в этом облаке.

В спектрах квазаров 0453—423, B2 0820+296, 0824+110, 1226+105 имеются системы линий H и K Ca II, которые можно было бы приписать межзвездному газу нашей Галактики, однако отсутствие прямых доказательств наличия газа, имеющего соответствующие скорости, и некоторые другие аргументы (большая галактическая широта, слишком большие скорости обнаруженных нами абсорбционных систем) говорят скорее о том, что полученные отождествления случайны.

Особое внимание, может быть, следует обратить на отождествление линий H и K Ca II в спектре квазара OQ' 172, имеющего чрезвычайно много абсорбционных деталей, среди которых почти нет отождествленных (одна уверенная система, содержащая 24 линии из 175 линий спектра).

Для квазара 3С 232 подтверждается наличие линий поглощения H и K Ca II с $z_0 \approx 0.005$, соответствующим z_0 близкой к нему по углу галактики NGC 3067.

Авторы выражают благодарность В. И. Слышу за полезные замечания.

AN ATTEMPT OF IDENTIFYING QSO SPECTRAL ABSORPTION LINES WITH SMALL REDSHIFTS

I. E. WALTZ, B. V. KOMBERG

The high-resolution spectral data ($\Delta\lambda < 5 \text{ \AA}$) available in literature for 38 quasi-stellar objects (QSO) have been used in the statistical analysis of the reliability of narrow absorption line identification with small redshifts (z from -0.005 to $+0.05$). A reference spectrum involving most remarkable lines in the interstellar medium was used as a basis for identification. Emphasis was given to QSO's located within the region $\pm 10^\circ$ to the supergalactic equator, at short angular distances from near galaxies, or coincident as to the location on the celestial sphere, with high-latitude high-speed hydrogen clouds. In most cases identifications with Ca II (H and K, 3969.65 and 3934.83) and Na I (3303.98 and 3303.37) are shown to be random. The only exceptions are the objects 3C 232 (at 1.9 from the NGC 3067 galaxy nucleus), PKS 0457+024 (its location coincides with the high-speed cloud A CII) and may be PHL 957 (Supercluster plane).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Weymann, R. E. Williams, B. M. Peterson, D. A. Turnsher, *Ap. J.*, 234, 33, 1979.
2. P. J. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, P. P. Carswell, J. A. J. Whelan, *Ap. J.*, 229, 891, 1979.
3. B. D. Savage, N. A. Jeske, *Ap. J.*, 244, 768, 1981.
4. A. Boksenberg, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 220, 42, 1978.
5. A. Hewitt, G. Burbidge, *Ap. J. Suppl. ser.*, 43, 57, 1980.
6. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 202, 319, 1975.
7. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 202, 616, 1975.
8. J. H. Oort, *Astron. Astrophys.*, 94, 359, 1981.
9. N. R. Walborn, *Ap. J. Lett.*, 235, L101, 1980.
0. F. H. Chaffee, *Ap. J.*, 189, 427, 1974.
1. F. H. Chaffee, B. L. Lutz, *Ap. J.*, 213, 394, 1977.
2. R. E. White, *Ap. J.*, 183, 81, 1973.
3. P. C. Fritsch, *Ap. J.*, 227, 474, 1979.
4. F. H. Chaffee, T. Dunham, *Ap. J.*, 233, 568, 1979.
5. J. A. J. Whelan, M. G. Smith, R. F. Carswell, *M. N. R.A.S.*, 189, 363, 1979.
6. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan, *Ap. J.*, 230, 49, 1979.
7. R. F. Carswell, G. Coleman, P. A. Strittmatter, R. E. Williams, *Astron. Astrophys.*, 53, 275, 1976.
3. G. Coleman, R. F. Carswell, P. A. Strittmatter, R. E. Williams, J. Baldwin, L. B. Robinson, E. J. Wampler, *Ap. J.*, 207, 1, 1976.
0. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Pytler, *Ap. J. Supl. ser.*, 42, 41, 1980.

20. R. J. Weymann, R. E. Williams, E. A. Beaver, J. S. Miller, Ap. J., 213, 619, 1977.
21. A. Oemler, C. R. Lynds, Ap. J., 189, 558, 1975.
22. R. E. Williams, R. J. Weymann, Ap. J. Lett., 207, L148, 1976.
23. A. Boksenberg, W. L. W. Sargent, Ap. J., 198, 31, 1975.
24. P. Boronson, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, R. F. Carswell, Ap. J., 220, 772, 1978.
25. A. E. Wright, B. A. Peterson, D. L. Jaunay, M. N. R.A.S., 188, 711, 1979.
26. D. H. Roberts, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, A. H. Crowne, V. T. Junkkari, H. E. Smith, Ap. J., 224, 344, 1978.
27. H. E. Smith, M. Jura, B. Margon, Ap. J., 228, 369, 1979.
28. D. C. Morton, Chen Jian-sheng, A. E. Wright, B. A. Peterson, D. L. Jauncey, M. N. R.A.S., 193, 399, 1980.
29. R. F. Carswell, P. A. Strittmatter, R. E. Williams, B. A. Beaver, R. Harms, Ap. J., 195, 269, 1975.
30. R. Lynds, Ap. J. Lett., 164, L73, 1971.
31. C. F. McKee, W. L. W. Sargent, Ap. J. Lett., 182, L59, 1973.
32. A. E. Wright, D. C. Morton, B. A. Peterson, D. L. Jauncey, M. N. R.A.S., 189, 611, 1979.
33. J. K. Bahcall, P. S. Osmer, M. Schmidt, Ap. J. Lett., 156, L1, 1969.
34. A. Boksenberg, R. F. Carswell, M. G. Smith, J. A. J. Whelan, M. N. R.A.S., 184, 773, 1978.
35. R. F. Carswell, R. L. Hillurd, P. A. Strittmatter, C. J. Taylor, R. J. Weymann, Ap. J., 186, 351, 1975.
36. J. A. Baldwin, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, G. Hazard, L. B. Robinson, E. J. Wampler, Ap. J., 193, 513, 1974.
37. E. M. Burbidge, H. E. Smith, R. J. Weymann, R. E. Williams, Ap. J., 218, 1, 1977.
38. D. A. Turnshek, R. J. Weymann, R. E. Williams, Ap. J., 230, 330, 1979.
39. И. Е. Вальту, Препринт ИКИ АН СССР, Пр-640, 1981.
40. G. de Vaucouleurs, H. G., Jr. Corwin, Ap. J., 202, 327, 1975.
41. A. N. M. Huysbosch, Astron. Astrophys., 40, 1, 1975.
42. B. Stromgren, Ap. J., 108, 242, 1948.
43. A. J. R. Prentice, D. ter Haar, M. N. R.A.S., 146, 423, 1969.

УДК 524.7—77

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК
И СТАТИСТИКА ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТ

Ю. В. БАРЫШЕВ

Поступила 11 июня 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Проведен статистический анализ выборки мощных радиогалактик из работы [2]. Показано, что параметр асимметрии не зависит от проекции линейного размера радиогалактик, что означает отсутствие эволюции скорости выброшенных облаков плазмы в рамках модели Райла, Лонгейера [1]. Предлагается метод определения распределения вероятностей по скоростям разлета радиокомпонент на основе распределения вероятностей проекций размеров радиоисточников. Применение этого метода к выборке [2] для случая фиксированного времени жизни радиоисточников показало внутреннюю несогласованность модели релятивистского разлета [1]. Наблюдаемое распределение проекций размеров радиогалактик согласуется с моделью Блэндфорда, Риса [14], если скорость движения горячих пятен имеет характерную величину $\lesssim 0.03$ с.

1. Введение. Одной из первых моделей, связывающей наблюдаемые параметры радиоисточников со скоростью движения протяженных компонент в межгалактической среде, была модель Райла, Лонгейера [1] (в дальнейшем будем обозначать — RL). В модели RL предполагается, что две идентичные компоненты выброшены из видимой галактики с равными и противоположно направленными скоростями v вдоль прямой линии, которая составляет угол Φ с лучом зрения. В этом случае для отношения потоков радиокомпонент и угловых расстояний от центрального объекта будем иметь:

$$R = \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{1 + v/c \cos \Phi}{1 - v/c \cos \Phi} \right)^{3+\alpha}, \quad (1)$$

$$Q = \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{1 + v/c \cos \Phi}{1 - v/c \cos \Phi}, \quad (2)$$

где θ_1 , S_1 — угловое расстояние и плотность потока приближающейся компоненты, θ_2 , S_2 — то же для удаляющейся компоненты, α — спектраль-

ный индекс излучения компонент. В [1] проведена оценка скорости разлета компонент по параметру Q для 15 радиогалактик и получено в среднем $v \approx 0.3$ с. Кроме того, из наблюдательных данных следовало, что в среднем ближайшая радиокомпонента является более яркой ($\bar{R} < 1$). Поэтому для согласования модели с наблюдениями требуется сильная эволюция светимости $P, \sim t^{-\beta}$, $\beta = 3 \div 5$, которая компенсирует релятивистский эффект уярчения приближающегося источника в соответствии с формулой (1).

В последнее время в ряде работ возобновилось исследование статистики параметров R и Q для различных выборок радиоисточников [2—5] и получены значения $v \approx (0.2 - 0.4)$ с для $\beta \geq 3$, а также найдена форма распределения вероятностей по скоростям разлета $p(v)$ [3]. Однако в этих работах не учитывалась необходимость взаимного согласования распределений других наблюдаемых параметров в рамках этой же модели.

Так, в работе Маккея [6] было показано, что для объектов из полной выборки 3CR радиоисточников нет корреляции между светимостью протяженных компонент P_{178} и линейным размером l , то есть нет и сильной эволюции светимости.

В настоящей работе в качестве дополнительных тестов на применимость модели RL использованы соотношение между Q и l , вид распределения вероятностей для проекций линейных размеров $p(l)$, а также некоторые дополнительные наблюдательные данные, полученные при более подробных исследованиях отдельных радиогалактик.

2. *Статистический анализ выборки мощных радиогалактик.* В работе [2] приводится список 66 тщательно отобранных классических двойных радиоисточников типа FR II (по классификации [7]) с горячими пятнами в обеих компонентах. Источники были отобраны из полной выборки 166 3CR радиоисточников с известной радиоструктурой на 5 ГГц с разрешением $2'' \times 2'' \cos \delta$ [8]. По мнению авторов работы [2] именно такие радиоисточники должны лучше всего соответствовать простейшей модели разлета облаков, которые теперь, в отличие от [1], отождествляются с горячими пятнами в «головах» протяженных компонент. Сравнение наблюдаемого распределения вероятностей параметра асимметрии $p^*(Q)$ с теоретическим [2]

$$p(l) = \frac{2c}{v(1+Q)^2} \quad (3)$$

приводит к значению $v \approx 0.2$ с. В [3] был сделан следующий шаг: с помощью формулы (2) получено распределение вероятностей скоростей разлета, соответствующее наблюдаемому распределению $p^*(Q)$:

$$p(v') = Av' \left(1 + \frac{1-v'}{\sigma} \right) e^{-v'/\sigma}, \quad (4)$$

где $v' = v/c$, $\sigma = 0.211$, $A = 6.02$.

а) Для проверки внутренней согласованности модели RL в применении к данной выборке объектов рассмотрим еще два соотношения: $P_{178}(l)$, и $Q(l)$. Из 66 радиоисточников, приведенных в [2], 51 радиогалактика и 15 квазаров. Мы ограничимся анализом статистических зависимостей только для радиогалактик, чтобы избежать сильной неопределенности, возникающей для объектов с большими z при выборе конкретной космологической модели и учете характера эволюции различных физических параметров. Все вычисления проводятся для $H_0 = 75$ км/с Мпс и евклидовой геометрии.

Анализ регрессии $\lg P_{178}$ на $\lg l$ для 43 радиогалактик из выборки [2] дает для коэффициента регрессии величину $b = +0.005$, при этом $\overline{\lg P_{178}} = 1.58$ ($P_{178} = 38 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер), $\overline{\lg l} = 2.44$ ($l = 274$ кпс), $\sigma_{\lg P} = 0.6$, $\sigma_{\lg l} = 0.44$, коэффициент корреляции $\rho = +0.003 \pm 0.15$. Отсюда можно заключить, что для мощных радиогалактик из выборки [2] нет систематической зависимости между P_{178} и l ; что находится в согласии с выводом Маккея [6].

На рис. 1 приведена зависимость $Q(l)$ для тех же радиогалактик. Анализ регрессии $\lg Q$ на $\lg l$ дает $b = +0.02$, $\overline{\lg Q} = 0.131$ ($Q = 1.35$), $\sigma_{\lg Q} = 0.118$, $\rho = +0.1 \pm 0.15$. Таким образом условное среднее случайной величины $Q|l$ не зависит от значений случайной величины l . Согласно (2), это означает, что в рамках модели RL скорость движения горячих пятен в среднем остается постоянной в течение всего времени жизни радиоисточника. Отсюда следует, что по известному распределению скоростей разлета легко найти распределение по истинным размерам радиоисточников.

б) Непосредственно из наблюдений кроме распределения $p^*(Q)$ известно также распределение $p^*(l)$, где $l = r \cdot \sin \Phi$ — проекция истинного размера радиоисточника на картинную плоскость. Для учета эффектов проекции и отыскания неизвестных распределений воспользуемся общими формулами, дающими функции распределения произведения $\eta = \xi_1 \cdot \xi_2$ и частного $\zeta = \xi_2/\xi_1$ двух независимых случайных величин:

$$p_\eta(y) = \int p_{\xi_1}(u) p_{\xi_2}\left(\frac{y}{u}\right) \frac{du}{|u|}, \quad (5)$$

$$p_\zeta(y) = \int p_{\xi_1}(u) p_{\xi_2}(uy) |u| du. \quad (6)$$

Так, для распределения по размерам, задаваемом в виде ($\gamma \geq 2$)

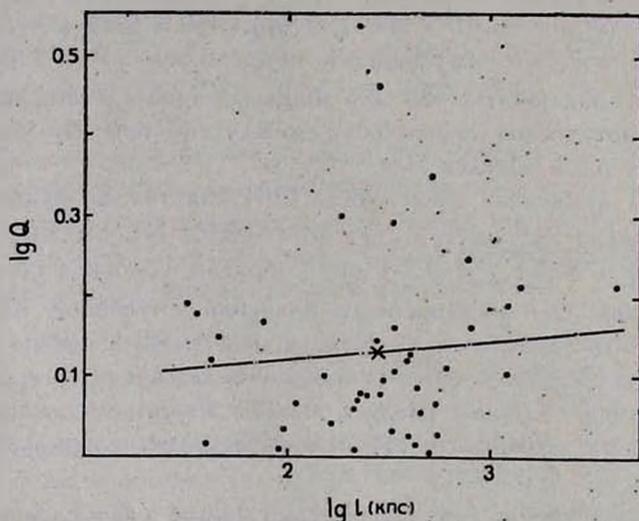
$$p(r) = \frac{1}{\sigma \Gamma(\gamma - 1)} \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{\gamma-2} e^{-r/\sigma} \quad (7)$$

и для равномерного распределения по полусфере угла Φ , используя (5), будем иметь

$$p(l) = (-1)^{\gamma-2} \frac{l^2}{\sigma^{\gamma+1} \Gamma(\gamma+1)} \frac{\partial^{\gamma-2} K_1(l/\sigma)}{\partial (l/\sigma)^{\gamma-2}}, \quad (8)$$

где $K_1(x)$ — модифицированная функция Ганкеля (функция Макдональда). В случае экспоненциального распределения по радиусу ($\gamma = 2$)

$$p(l) = \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{l}{\sigma}\right)^2 K_1\left(\frac{l}{\sigma}\right). \quad (9)$$



Фиг. 1. Зависимость параметра асимметрии Q от проекции линейного размера для 43 радиогалактик из [2]. — —. регрессия $\lg Q$ на $\lg l$.

В свою очередь, истинный размер радиостояника есть произведение двух случайных величин $r = v \cdot t$ (в случае независимости v от t , что физически возможно для установившегося равномерного движения горячего пятна). В простейшем случае фиксированного времени жизни T для всех радиосточников моменты наблюдения t (фазы разлета) распределены равномерно на интервале $(0, T)$. Тогда, используя (5), для распределения по жоростям типа (4) получим приблизительно ($\sigma \ll 1$)

$$p(r') = A(1 - r'^2) e^{-r'^2}, \quad (10)$$

где $r' = r/r_{\max} = 2vt/2cT = v' \cdot t'$; постоянная A находится из условия нормировки. Таким образом, один и тот же параметр σ определяет форму распределения вероятностей по скоростям и по истинным размерам. Распределение проекций размеров радиисточников для $\sigma < 0.3$ с точностью до 10% можно найти по приближенной формуле

$$p(l') = B(1 - l') \left(\frac{l'}{\sigma}\right)^2 K_1\left(\frac{l'}{\sigma}\right), \quad (11)$$

где B находится из условия нормировки; для $\sigma < 0.1$ можно пользоваться формулой (9).

В случае δ -распределения по скорости, то есть одинаковой скорости разлета для всех источников, равной v_0 , распределение по истинным размерам будет равномерным, а соответствующее распределение проекций имеет вид:

$$p(l) = \frac{3}{r_{\max}} \left(\frac{l}{r_{\max}}\right) \sqrt{1 - \frac{l^2}{r_{\max}^2}}, \quad (12)$$

при этом интегральная функция распределения будет

$$P(l) = 1 - \left(1 - \frac{l^2}{r_{\max}^2}\right)^{3/2}. \quad (13)$$

в) На рис. 2 приводятся как наблюдаемое интегральное распределение проекций размеров $P^*(l)$ для 43 радиогалактик из выборки [2], так

и теоретические интегральные распределения $P(l) = \int_0^l p(l) dl$. Важной

особенностью наблюдаемого распределения проекций размеров является наличие длинного «хвоста» (для 3С 236 проекция размера составляет 4.6 Мпс). Это означает, что любое теоретическое распределение по размерам должно иметь отличную от нуля вероятность появления радиисточников с большими размерами, то есть должно быть $r_{\max} > l_{\max}^*$, где l_{\max}^* — максимальный наблюдаемый размер радиисточников в данной выборке. Теоретические распределения построены для трех случаев: 1) Равномерное (13), $r_{\max} = 5$ Мпс; 2) (11), $\sigma = 0.211$, $r_{\max} = 5$ Мпс; 3) (9), $\sigma = 0.03$, $r_{\max} = 5$ Мпс.

Статистическая проверка согласия наблюдаемого распределения с теоретическим для случая 2) приводит к отвержению этого распределения. Так как значение параметра $\sigma = 0.211$ взято из распределения по скоро-

стям (4), которое в свою очередь было получено из распределения параметра Q [3], то отсюда следует вывод об отсутствии согласования распределений $P^*(l)$ и $P^*(Q)$ в рамках модели RL.

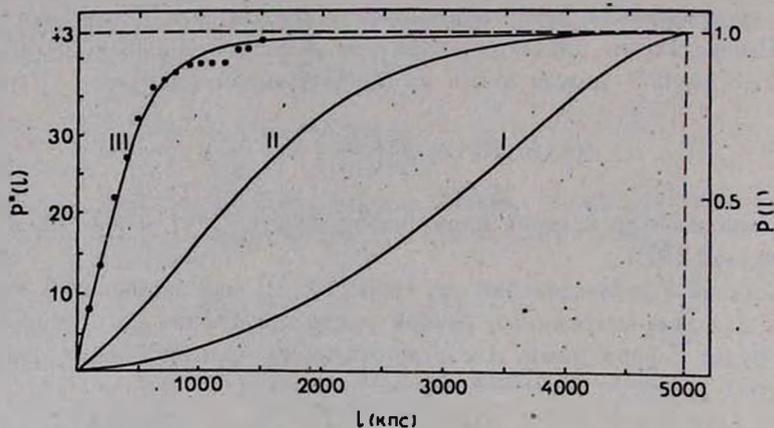


Рис. 2. Интегральные распределения вероятностей проекций линейных размеров радиосточников: \times — наблюдаемое распределение для 43 радиогалактик из [2]; I — равномерное распределение по радиусу; II — распределение (11) при $\sigma = 0,21$; $r_{\max} = 5$ Мпс; III — распределение (9) при $\sigma = 0,03$, $r_{\max} = 5$ Мпс.

Отвергается также равномерное распределение по истинным размерам, откуда следует невозможность, зафиксировав некоторую скорость v_0 , одинаковую для всех радиогалактик, вычислять на ее основе по формуле (2) угол Φ к лучу зрения, а значит и истинный размер r .

Случай 3) согласуется с наблюдаемым распределением. Безразмерный параметр $\sigma = 0,03$ соответствует характерной скорости $v_0 = 0,03c$, характерному размеру $\sigma_r = 150$ кпс при максимальном размере радиосточников $r_{\max} = 5$ Мпс, что соответствует времени жизни $T = r_{\max}/2c = 8,2 \cdot 10^6$ лет. Отметим, что полученное значение скорости является верхним пределом, так как максимальный размер радиосточников может быть и большим, например, для $r_{\max} = 10$ Мпс, $T = 1,6 \cdot 10^7$ лет и наблюдаемому распределению $P^*(l)$ соответствует теоретическое с параметром $\sigma = 0,015$, то есть $v_0 = 0,015c$.

Отметим, что предположение о фиксированном времени жизни для всех радиосточников физически означает одинаковое время высвечивания выброшенных облаков для модели RL или одинаковую продолжительность активной фазы ядер галактик для моделей с непрерывной подкачкой энергии в радиокомпоненты. Реально это предположение допустимо, если распределение по временам жизни радиосточников имеет $\bar{T} \gg \sigma_T$. В противном случае модель следует усложнить. Например, можно по известным

распределениям $p(r)$ и $p(v)$, используя (6), найти распределение $p(t)$. Так, в случае экспоненциального распределения по размерам с параметром σ_r ($\gamma = 2$ в (7)) и гамма-распределения по скоростям с параметром σ_v ($\gamma = 3$ в (7)) распределение по фазам наблюдения будет

$$p(t) = \frac{2\sigma_v/\sigma_r}{\left(1 + \frac{\sigma_v}{\sigma_r} t\right)^3} \quad (14)$$

3. *Дополнительные наблюдательные данные, противоречащие модели RL.* В работе [9] приводится выборка 15 радиоисточников с односторонними джетами, направленными от ядра галактики к одной из компонент. Если видимость джета есть следствие релятивистского движения, то приближающаяся протяженная компонента будет находиться со стороны джета. Тогда, определяя параметр Q , согласно (2), должно быть $Q > 1$. Однако из 15 радиоисточников 11 имеют $Q < 1$, причем у 9 из них джет идет к компактной, более яркой компоненте. Отсюда делается вывод, что асимметрия радиоисточников связана не с релятивистским разлетом, а с асимметрией внешней среды, окружающей галактику.

В работе [10] для радиоисточников со спектрами, отличными от степенного, по многочастотным данным на одном инструменте (РАТАН-600) сделана оценка лучевой скорости движения протяженных компонент. Так, для Суг А получено $v = 0.03$ с, тогда как скорость, соответствующая наблюдаемому параметру Q , должна быть $\bar{v} = 0.15$ с; для Сеп А — $v = 0.033$ с, а в соответствии с Q должно быть $v = 0.22$ с.

В работе [11] получен оптический спектр диффузного объекта, совпадающего с южной компонентой радиогалактики ЗС 33 (подробные VLA данные см. в [12]). Эта галактика входит в выборку [2], является классической двойной типа FR II, $P_{178} = 6.7 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер, $l = 300$ кпс, $Q = 1.25$, что соответствует $\bar{v} = 0.21$ с. По деталям на спектре, отождествленным с линиями He II 4686, H β , [O III] 5007+4959, была измерена лучевая скорость этого объекта относительно центральной галактики $\Delta v = -3300 \pm \pm 600$ км/с. Предполагая, что кинематика оптически излучающего газа связана с кинематикой протяженной радиокомпоненты, мы приходим к выводу, что противоречие с моделью RL состоит не только в величине, но и в знаке скорости. Так как южная «голова» расположена ближе к оптической галактике, то в рамках модели RL она должна удаляться от наблюдателя, тогда как из наблюдений следует обратное.

В работе [13] получен оптический спектр оптических деталей, совпадающих с радиодетальями галактики ЗС 277.3 (Соба А), которая является FR II, $P_{178} = 3 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер, $Q = 1.42$, что соответствует $\bar{v} = 0.3$ с.

По многим линиям, уверенно отождествляемым в спектре, определено распределение скоростей излучающего газа. Так для A -компоненты $v \approx -200$ км/с, а для D -компоненты $v \approx +200$ км/с. Здесь так же, как и в случае 3С 33, движущаяся на наблюдателя компонента расположена ближе к ядру галактики, чем удаляющаяся.

4. *Дискуссия и основные выводы.* Проведенный анализ выборки радиогалактик с горячими пятнами в обеих компонентах показывает, что объяснение параметра асимметрии Q , в рамках модели RL, как результата релятивистских эффектов запаздывания, противоречит распределению этих радиогалактик по проекциям линейных размеров l ; в предположении фиксированного времени жизни радиоисточников.

Некоторым видоизменением модели RL является модель мощных радиогалактик Блэндфорда, Риса [14], в которой выбрасываются в противоположных направлениях не два изолированных облака, а две струи. Горячие пятна здесь связываются с областями преобразования направленного потока энергии в хаотическую энергию частиц. В рамках этой модели скорость горячих пятен не связана непосредственно со скоростью движения вещества внутри струи, которая может быть и релятивистской. Из приведенного анализа следует, что модель [14] может быть согласована с наблюдениями, если скорость движения горячих пятен имеет величину $v \leq 0.03 c$, тогда максимально возможное значение релятивистского параметра $Q_{\max} < 1.06$, а наблюдаемое экспоненциальное распределение параметра Q со средним $\bar{Q} = 1.35$ обусловлено различиями как в начальных условиях выбросов, так и в окружающей радиоисточник среде.

Основные выводы:

1) Распределения вероятностей основных кинематических параметров радиогалактик описываются простыми аналитическими выражениями (гамма-распределение (7) с $\gamma = 2$ и 3 и распределение (9)), которые дают возможность определять из наблюдений характерную скорость разлета компонент в предположении фиксированного времени жизни радиоисточников.

2) Применение предложенного метода к анализу выборки радиогалактик из [2] показало, что скорость движения горячих пятен в «головах» мощных радиогалактик имеет характерную величину $v \leq 9000$ км/с, при этом параметры асимметрии R и Q обусловлены различиями в начальных условиях выбросов и различиями в параметрах окружающей межгалактической среды.

3) Важным параметром выборки радиоисточников является максимальный наблюдаемый размер l_{\max}^* , так как от него зависит величина ха-

ракторной скорости движения компонент U и характерное время жизни источников T .

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Горбачкову за полезные замечания по данной работе.

Ленинградский государственный
университет

KINEMATICAL MODELS OF POWERFUL RADIO GALAXIES AND STATISTICS OF EXTENDED COMPONENTS

Yu. V. BARYSHEV

Statistical analysis of the sample of double radio galaxies from the paper of Longair and Riley [2] is made. It is shown that the ratio of separations $Q = \theta_1/\theta_2$ of the components from the nucleus do not depend on the projection of linear sizes of radio galaxies. This means that for the Ryle and Longair model [1] there are no evolution of separation velocities. The method of determination of probability distribution of separation velocities is suggested using the probability distribution of the linear size projections. The observed distribution of linear size projections of the sample [2] does not agree with the Ryle and Longair model prediction from Q distribution but agrees with Blandford and Rees model if the mean separation velocity of hot-spots is less than 0.03 c.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ryle, M. S. Longair, M. N. RAS, 136, 123, 1967.
2. M. S. Longair, J. M. Riley, M. N. RAS, 188, 625, 1979.
3. D. G. Bannhatti, Astron. Astrophys., 84, 112, 1980.
4. J. Katgert-Merkelijn, C. Lari, L. Padrielli, Astron. Astrophys., Supl. ser., 40, 91, 1980.
5. G. Swarup, D. G. Bannhatti, M. N., RAS, 194, 1025, 1981.
6. C. D. Mackay, M. N. RAS, 162, 1, 1973.
7. B. L. Fanaroff, J. M. Riley, M. N. RAS, 167, 31P, 1974.
8. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.
9. D. Satkta, M. N. RAS, 197, 11P, 1981.
10. Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, Письма АЖ, 6, 67, 1980.
11. S. M. Simkin, Ap. J., 222, L55, 1978.
12. L. Rudnick, W. C. Saslaw, P. Crane, J. A. Tyson, Ap. J., 246, 647, 1981.
13. G. K. Miley, T. M. Heckman, H. R. Buther, W. J. Breugel, Ap. J., 247, L5, 1981.
14. R. D. Blandford, M. J. Rees, M. N. RAS, 169, 395, 1974.

УДК 524.5

ДИНАМИКА ВЫМЕТАНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ИЗ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЕЕ В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

А. Г. КРИЦУК

Поступила 1 июля 1982

Принята к печати 20 апреля 1983

Рассмотрена динамика взаимодействия межзвездных облаков дискообразной галактики с межгалактической средой при произвольной ориентации оси вращения галактики по отношению к направлению движения диска. Показано, что процесс выметания облаков завершается за время $t_{\text{вы}} \leq t_a$ (время ускорения t_a определено в (7)). В этой же шкале времени должно существенно нарушаться равновесие внутренних областей газового слоя, не выметаемых динамическим давлением. Эффективность выметания падает с увеличением степени концентрации массы к центру галактики. Угол наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, при котором выметание наиболее эффективно, зависит от степени концентрации массы к плоскости диска и, в общем случае, отличен от нуля. Сделано заключение, что выметание плотных молекулярных облаков из массивных галактик ($M \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$) маловероятно.

1. *Введение.* Гипотеза о присутствии газа в скоплениях галактик (выдвинутая Цвикки еще в 30-х годах в связи с вириальным парадоксом) получила в последнее десятилетие подтверждение в результате наблюдений и анализа рентгеновского излучения скоплений в диапазоне 2—10 кэВ. Количественные оценки параметров газа, ответственного за рентгеновское излучение скоплений в Волосах Вероники, Персее и Деве, получены в [1]. Значения плотности и температуры газа в центральных областях оказались равными соответственно $(3-5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, 2—9 кэВ. Очевидно, присутствие достаточно плотной и горячей среды должно оказывать существенное влияние на современные свойства галактик в скоплениях. В частности, поскольку дисперсия радиальных скоростей членов скоплений $\sigma_v \sim 1000 \text{ км/с}$, динамическое давление межгалактической среды на газовую составляющую движущейся через нее галактики оказывается достаточным для выметания из галактики части ее межзвездного газа.

Ганн и Готт впервые указали на возможность такого процесса и высказали гипотезу о происхождении галактик SO из обычных спиралей в

результате выметания газа [2], которая нашла отклик в ряде работ других авторов [3—6]. С другой стороны, выметание динамическим давлением межгалактической среды рассматривалось как одна из возможных причин наблюдаемого дефицита HI в спиральных галактиках скоплений [7—9] и «несколько анемичного» вида многих спиралей в скоплениях [10].

Тояма и Икеучи [6] исследовали эффективность динамического выметания межзвездного газа из дискообразной галактики путем двумерного гидродинамического численного моделирования для случая, когда ось вращения диска параллельна вектору скорости набегающего газа. Предполагалось, что начальное распределение плотности межзвездного газа имеет ту же форму, что и распределение плотности звезд, облачная структура межзвездной среды не принималась во внимание.

В этой статье рассмотрено динамическое действие межгалактической среды на межзвездные облака вращающейся галактики при произвольной ориентации оси вращения по отношению к направлению движения диска.

2. *Постановка задачи.* Средняя длина свободного пробега протонов и электронов в межгалактической среде (МГС) значительно превосходит размер типичного диффузного облака HI (~ 6 пс), поэтому гидродинамическое описание взаимодействия облака с МГС не применимо; с другой стороны, частицы МГС проникают в такие облака на незначительное расстояние ($\lesssim 0.1$ пс), так что можно считать, что облако, движущееся в межгалактической среде, подвержено действию корпускулярного потока.

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ скорости облака массы $m = m_0$ и межгалактической среды относительно некоторого наблюдателя равны соответственно v_0 и u . Запишем закон сохранения импульса в виде (одномерный случай)

$$m_0 v_0 + u \int_0^t \frac{dm}{dt} dt = \left(m_0 + \int_0^t \frac{dm}{dt} dt \right) v. \quad (1)$$

Предполагая, что сечение облака не зависит от времени ($S \equiv \text{const}$), получим для массы облака

$$\frac{dm}{dt} = \rho_* S_0 |u - v|, \quad (2)$$

где ρ_* — плотность МГС. Добавим уравнение

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (3)$$

и начальное условие $x(0) = 0$. Имеем задачу Коши для системы уравнений (1—3). Нетрудно убедиться, что

$$x = ut - 2t_a(u - v_0)(\sqrt{1 + t/t_a} - 1), \quad (4)$$

$$v = u - (u - v_0)/\sqrt{1 + t/t_a}, \quad (5)$$

$$m = m_0 \sqrt{1 + t/t_a}, \quad (6)$$

где время ускорения облака t_a равно

$$t_a \equiv \frac{\sigma_0}{2\rho_i |u - v_0|}. \quad (7)$$

($\sigma_0 \equiv m_0/S_0$ — средняя поверхностная плотность облака) есть решение поставленной задачи. Оценим, насколько существенно предположение о постоянстве S . Предполагая $\rho_i \equiv \text{const}$, для случая однородного сферического облака получим

$$S(t) = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4\rho_i} m(t) \right)^{2/3}. \quad (8)$$

Используя (8), ограничиваясь двумя первыми членами в разложении S по времени, получим

$$S(t) \approx S_0(1 + t/3t_a). \quad (9)$$

По-видимому, при $t \lesssim t_a$ предположение $S \equiv \text{const}$ существенно на результат не повлияет. Если $u - v_0 = 10^8$ см/с, $\rho_i = 1.4 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $n_i = 10^{-3}$ см⁻³, то время ускорения $t_a = 1.3 \cdot 10^8$ лет и $x(t_a) = 23.4$ кпс, $v(t_a) = 293$ км/с, $m(t_a) = 1.4 m_0$.

В реальной ситуации в обмене импульсом между МГС и облаками межзвездного газа участвует межоблачная среда, что сильно усложняет задачу. Крупномасштабное магнитное поле диска не вносит существенного вклада в энергетику рассматриваемого взаимодействия облаков с набегающим потоком МГС:

$$\frac{B^2}{8\pi\rho_i u^2} = 0.02 \left(\frac{B}{3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{10^{-3} \text{ см}^{-3}}{n_i} \right) \left(\frac{10^8 \text{ см с}^{-1}}{u} \right)^2,$$

поэтому влияние магнитного поля учитываться не будет. С другой стороны, при описании движения облаков необходимо учитывать гравитацию и вращение подсистемы нейтрального водорода. Однако, поскольку выметание облаков имеет место лишь во внешних частях диска, где тяготение не слишком велико, можно думать, что время выметания $t_{\text{sw}} \lesssim t_a$.

Рассмотрим вопрос о времени жизни облаков Н I. Учет возможного разрушения облаков при их столкновениях друг с другом приводит к ожидаемому времени жизни $(1-3) \cdot 10^7$ лет, однако, из-за быстрого остывания, столкновения облаков могут и не сопровождаться их разрушением [11]. С другой стороны, контакт холодных облаков с горячим межгалактическим газом может приводить к их испарению за время

$$t_{ev} \equiv \frac{m}{m_{ev}} \lesssim \frac{m}{8\pi r_c^2 \rho_c c_s \Phi_s}, \quad (10)$$

где Φ_s — множитель порядка единицы [12]. Легко видеть, что если скорость звука в межгалактической среде $c_s \simeq u$, то время испарения

$$t_{ev} \lesssim t_a / 4\Phi_s. \quad (11)$$

Однако ограничение (10) на t_{ev} получено авторами [12] при предположении об отсутствии потерь на излучение. Принимая во внимание это обстоятельство, в дальнейшем мы будем рассматривать движение облаков на временах, сравнимых с временем ускорения t_a .

Рассмотрим два предельных случая: 1) время жизни облаков достаточно мало и их количество невелико, так что вещество межзвездной среды (МЗС) большую часть времени находится в состоянии, соответствующем межоблачному газу; 2) облака живут долго, в них собрана почти вся МЗС. Случай 1 соответствует предположению о непрерывном распределении МЗС в галактике; задача о выметании при таком предположении решена в работе [6]. Поскольку в реальной ситуации межзвездная среда имеет клочковатую структуру, представляет интерес решение задачи о выметании МЗС из галактики для случая 2.

3. *Уравнения движения. Зависимость решений от начальных данных и параметров.* Рассмотрим движение облака, взаимодействующего с МГС в гравитационном поле вращающегося звездного диска, предполагая, что а) время жизни облака $t_l \gtrsim t_a$; б) галактика движется относительно МГС с постоянной скоростью — u ; в) сечение облака S меняется в соответствии с (8). Задача сводится к решению системы уравнений

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \nabla \Psi + \left(\vec{u} - \frac{d\vec{r}}{dt} \right) \frac{d \ln m}{dt}, \quad (12)$$

$$\frac{dm}{dt} = S \rho_s \left| \vec{u} - \frac{d\vec{r}}{dt} \right|, \quad (13)$$

где $\Psi(\vec{r})$ — гравитационный потенциал, создаваемый звездами диска. Начальные условия

$$t = 0, \quad \vec{r} = \vec{r}_0, \quad \left. \frac{d\vec{r}}{dt} \right|_0 = \vec{\omega}_0 \times \vec{r}_0, \quad m = m_0, \quad (14)$$

где угловая скорость $\omega_0 = \left[-\frac{1}{r_0} \frac{d\Psi}{dr} \right]_{r_0}'$, соответствуют движению облака по круговой орбите в экваториальной плоскости диска. Перейдем в (12—14) к безразмерным переменным

$$\tau = t \sqrt{\frac{G\mathfrak{M}}{d^3}}, \quad \vec{R} = \vec{r}/d, \quad \mu = \left(\frac{\sigma_0}{d\rho_0} \right)^3, \quad (15)$$

где \mathfrak{M} — масса диска, G — гравитационная постоянная, d — характерный линейный масштаб диска. Обозначив безразмерные потенциал и скорость галактики соответственно Ψ и \vec{U} , получим

$$\frac{d^2\vec{R}}{d\tau^2} = \nabla\Psi + \left(\vec{U} - \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right) \frac{d \ln \mu}{d\tau}, \quad (16)$$

$$\frac{d\mu}{d\tau} = \mu^{2/3} \left| \vec{U} - \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right|, \quad (17)$$

$$\tau = 0, \quad \vec{R} = \vec{R}_0, \quad \left. \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right|_0 = \vec{\Omega}_0 \times \vec{R}_0, \quad \mu = \mu_0, \quad (18)$$

где $\vec{\Omega}_0$ — безразмерная угловая скорость вращения в плоскости диска. Исследуем поведение решений задачи (16—18) в зависимости от начальных данных \vec{R}_0 , μ_0 , значения \vec{U} и формы потенциала $\Psi(\vec{R})$. Введем цилиндрические координаты (ω, φ, z) так, чтобы ось z проходила через центр диска и ее направление совпадало с направлением $\vec{\Omega}$, а плоскость $z \equiv 0$ совпадала с экваториальной плоскостью диска. Можно показать, что если U достаточно велико, то при всяком φ_0 существует ω_c , такое что начальные значения $\omega_0 > \omega_c \geq 0$ будут приводить к решениям $R(\tau) \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow \infty$, в то время как значениям $\omega_0 < \omega_c$ будут соответствовать решения, у которых $R(\tau)$ ограничена при всех τ .

Рассмотрим случай, когда \vec{U} и $\vec{\Omega}$ сонаправлены (т. е. диск движется „плашмя“). Часть облаков с $\omega_0 > \omega_c$ покинет галактику, другая часть ($\omega_0 < \omega_c$) образует так называемое „невыветаемое ядро“. Оценим ω_c , используя одно из уравнений (16—17)

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \frac{d\Psi}{dz} + \mu^{-1/3} \left[\left(\frac{d\tilde{\omega}}{d\tau} \right)^2 + \tilde{\omega}^2 \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 + \left(U - \frac{dz}{d\tau} \right)^2 \right]^{1/2} \left(U - \frac{dz}{d\tau} \right). \quad (19)$$

Пренебрегая двумя первыми членами в квадратных скобках и полагая, что при $\tau \lesssim t_a \sqrt{\frac{GM}{a^3}}$, $\mu \simeq \mu_0 \equiv \text{const}$, получим

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \frac{d\Psi}{dz} + \mu_0^{-1/3} \left[U - \frac{dz}{d\tau} \right]^2. \quad (20)$$

Уравнение (20) имеет постоянное решение $z \equiv \text{const} = z_1$, если существует $\tilde{\omega}$, удовлетворяющее уравнению

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = - \left. \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, z)}{dz} \right|_{z_1}. \quad (21)$$

Нетрудно видеть, что искомое $\tilde{\omega}_c$ будет близко к корню уравнения

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = \max_z \left| \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, z)}{dz} \right|. \quad (22)$$

В случае, когда \bar{U} и $\bar{\Omega}$ перпендикулярны (т. е. диск движется „ребром“), $\tilde{\omega}_c$ очевидно, является функцией азимутального угла φ_0 . Уравнение

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = - \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, 0)}{d\tilde{\omega}} \quad (23)$$

позволяет получить приближенную оценку $\tilde{\omega}_c$ сверху

$$\tilde{\omega}_c \lesssim \tilde{\omega}_1, \quad (24)$$

где $\tilde{\omega}_1$ — решение (23). Если (23) не имеет решений, то $\tilde{\omega}_c \approx 0$, т. е. почти все облака покидают пределы диска под действием динамического давления межгалактической среды.

4. Поле тяготения галактики и эффективность выметания. Численное решение системы уравнений (16—17) позволяет получить зависимость $\tilde{\omega}_c(\varphi_0)$ при заданных значениях μ_0 , \bar{U} и потенциале $\Psi(\tilde{\omega}, z)$. При расчетах использовался простейший потенциал, представляющий систему ядро—диск—гало, предложенный в работе [13],

$$\Psi = \Psi_N + \Psi_{D+H}, \quad (25)$$

где вклады от ядра, диска и гало равны, соответственно,

$$\Psi_N = M_N (d_N^2 + z^2 + \bar{\omega}^2)^{-1/2}, \quad (26)$$

$$\Psi_{D+H} = (1 - M_N) [1 + 2\alpha(\sqrt{z^2 + h^2} - h) + z^2 + \bar{\omega}^2]^{-1/2}. \quad (27)$$

Значения безразмерных постоянных

$$M_N = 0.07, \quad \alpha = 0.50,$$

$$d_N = 0.07, \quad h = 0.05$$

подбирались в [13] так, чтобы форма кривой вращения

$$\Omega = [M_N (d_N^2 + \bar{\omega}^2)^{-3/2} + (1 - M_N) (1 + \bar{\omega}^2)^{-3/2}]^{1/2} \quad (28)$$

и распределение плотности по z -координате в диске, определяемые $\Psi(\bar{\omega}, z)$, соответствовали кривой вращения и распределению плотности в Галактике. Из тех же соображений были выбраны значения \mathfrak{M} и d :

$$\mathfrak{M} = 2.14 \cdot 10^{11} \mathfrak{M}_\odot, \quad d = 5.2 \text{ кпс},$$

необходимые для перехода к размерным величинам

$$\tau = \frac{t}{1.2 \cdot 10^7 \text{ лет}}, \quad \bar{\omega} = \frac{r}{5.2 \text{ кпс}}, \quad U = \frac{u}{4.2 \cdot 10^7 \text{ см с}^{-1}},$$

$$\mu = e^{11.9} \left(\frac{\sigma}{1.5 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}} \right)^3 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-3}.$$

Траектории облаков, рассчитанные для случая диска, движущегося «плашмя», изображены на рис. 1. Там же показана кривая, определяемая уравнением

$$\mu^{-1/3} U^2 = - \frac{d\Psi(\bar{\omega}, z)}{dz}, \quad (29)$$

которая ограничивает область, где сила притяжения облака к плоскости диска превосходит силу, действующую на него со стороны межгалактической среды. Критерий (22) в данном случае дает $\bar{\omega}_c = 1.69$, что хорошо согласуется с точным значением $\bar{\omega}_c = 1.88$, полученным в результате расчетов. Перепишем (22), перейдя к размерным величинам

$$\frac{\rho_e u^2}{\sigma_0} = K_z^{\text{max}}, \quad (30)$$

где

$$K_c^{\max} \equiv \frac{G\mathfrak{M}}{d^2} \max_z \left| \frac{d\Psi(\omega, z)}{dz} \right|. \quad (31)$$

Заметим, что частным случаем (30) является критерий выметания [2]

$$\rho_* u^2 = 2\pi G\sigma_* z. \quad (32)$$

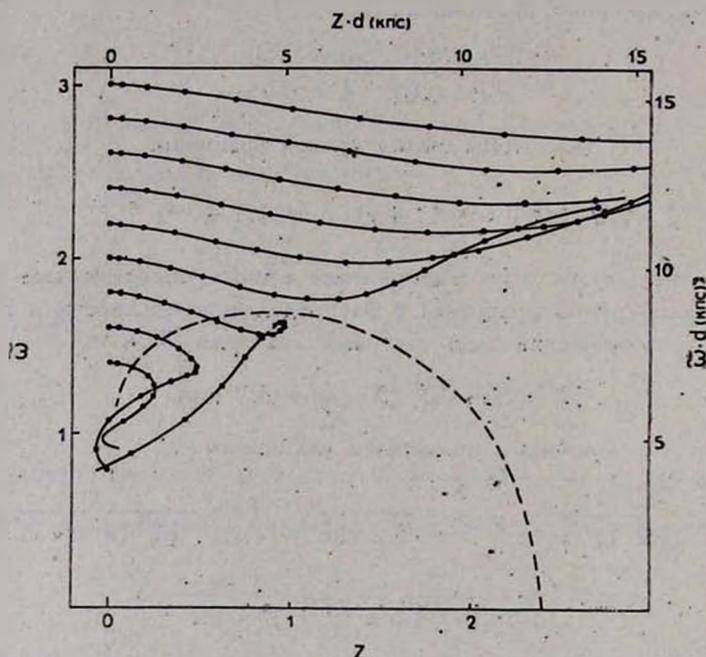


Рис. 1. Трасктории облаков при движении галактики «плазма» (вращение не показано). Промежутки времени между точками $1.1 \cdot 10^7$ лет. $U = 2.4$, $\ln \mu_0 = 11.9$, $a = 0.50$, $h = 0.05$.

Действительно, если потенциал Ψ соответствует распределению плотности в бесконечном плоскопараллельном диске с поверхностной плотностью σ_* , то

$$K_c^{\max} = 2\pi G\sigma_*. \quad (33)$$

Исследуем зависимость радиуса невыметаемой области $\tilde{\omega}_c$ от распределения плотности в направлении, перпендикулярном галактической плоскости. При заданной кривой вращения (т. е. при фиксированных значениях M_N и d_N) распределение плотности в z -направлении определяется параметрами a и h . Нетрудно видеть, что при $a \rightarrow 0$ Ψ_{D+H} описывает распределение плотности, приближающееся к сферически симметричному (см. (27)). Напротив, если $h \rightarrow 0$, $a \rightarrow 1$, то Ψ_{D+H} при-

ближается к потенциалу плоского диска Тумре [14]. В табл. 1 приведены значения ω_c , рассчитанные при различных a и h . Очевидно, выметание менее эффективно в системах с большей степенью концентрации массы к экваториальной плоскости диска.

Таблица 1

a	0.25	0.50	0.50	0.50	0.75
h	0.05	0.25	0.15	0.05	0.05
ω_c	1.77	1.85	1.87	1.83	2.00

Заметим, что движение диска в межгалактической среде должно приводить не только к потере части его газовых облаков, но и к существенному нарушению равновесия внутренних областей газового слоя, не выметаемых динамическим давлением, за время $t \sim t_a$. Действительно, уравнение (16) в случае диска, движущегося «плашмя», допускает интеграл вида

$$\mu\omega^2 \frac{d\varphi}{dt} = \text{const}, \quad (34)$$

т. е. выполняется закон сохранения углового момента и рост массы облаков приводит к уменьшению ω . Возможно, именно вследствие этого эффекта спиральные галактики, принадлежащие ядру скопления в Деве, имеют в среднем меньшие характерные размеры дисков HI, чем спирали, находящиеся вне ядра скопления [15].

На рис. 2 приведены кривые $\omega_c(\varphi_0)$, рассчитанные при различных значениях угла наклона i вектора скорости межгалактической среды \vec{U} по отношению к оси вращения галактики. Следует отметить, что когда диск движется «ребром» ($i = \pi/2$), облака перекрываются, вследствие чего межгалактическая среда не оказывает действия на облака центральных областей газового диска, однако рассмотрение случая $i = \pi/2$, как предельного, представляет определенный интерес. Условие (24) приводит к оценке $\omega_c \lesssim 2.78$, которая, как видно из рис. 2, выполняется при всех φ_0 кроме $\pi/6 < \varphi_0 < \pi/2$. Предполагая, что во внешних частях диска $\tilde{\omega} \simeq \text{const}$, используя (15, 23, 24), получим оценку

$$r_c \lesssim \frac{\sigma_0 v^2}{\rho_0 u^2}, \quad (35)$$

где v — скорость вращения в диске. Поскольку при фиксированной массе галактики скорость вращения v возрастает с увеличением степени концентрации массы к центру диска, выметание облаков более эффективно в системах с меньшей степенью концентрации.

Сравнение площадей невыметаемых областей, ограниченных $\psi_0(\varphi_0)$, при различных углах наклона i , позволяет определить значение i_* , при котором выметание наиболее эффективно. В частном случае, результаты расчетов для которого представлены на рис. 2, $i_* \sim \pi/4$. Заметим, что значение угла наклона i_* существенно зависит от формы потенциала Ψ ; так в случае большей степени концентрации массы к экваториальной плоскости диска ($a = 0.75$, $h = 0.05$) $i_* \sim \pi/2$.

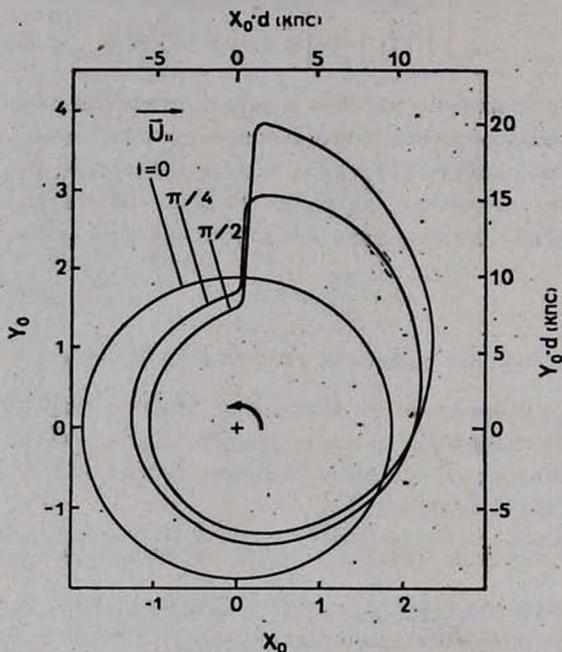


Рис. 2. Границы невыметаемых областей при различных значениях i . Стрелки указывают направление вращения галактики и направление проекции скорости МГС на галактическую плоскость. $U = 2.4$, $\ln \nu_0 = 11.9$, $a = 0.50$, $h = 0.05$.

5. *Заключение и выводы.* Как и предполагалось в разделе 1, процесс выметания межзвездных облаков HI завершается в сравнительно короткое время. Расчеты показали, что, независимо от угла наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, облака покидают галактику за время $t_{sw} \lesssim t_a$ (время ускорения t_a определено в (7)). В этой же шкале времени должно существенно нарушаться динамическое равновесие внутренних областей газового слоя, не выметаемых лобовым давлением. Эффективность выметания падает с увеличением степени концентрации массы к центру галактики. (35) позволяет определить характерный размер невыметаемой области при движении диска «ребром». В случае, когда диск движется «плашмя», эффективность выметания тем

больше, чем меньше звезды концентрируются к галактической плоскости. При движении спиральной галактики типа Млечного пути «плашмя» со скоростью 1000 км/с в центральных областях скопления с плотностью межгалактической среды $n_e \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ могут быть выметены лишь облака с поверхностной плотностью, не превосходящей $4 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$. Заметим, что результаты этой работы можно применить также к движению молекулярных облаков H_2 , однако поскольку поверхностная плотность массы таких облаков порядка 10^{-2} г/см^2 , выметание их из массивных галактик маловероятно. Угол наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, при котором выметание наиболее эффективно, в общем случае отличен от нуля. В системах с большой концентрацией звезд к галактической плоскости выметание наиболее эффективно при движении галактики «ребром».

Автор благодарен В. Г. Горбацикому за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

Ленинградский государственный
университет

DYNAMICS OF INTERSTELLAR CLOUDS SWEEPING FROM A ROTATING GALAXY DURING ITS WAY IN INTRACLUSTER MEDIUM

A. G. KRITSUK

The dynamics of interaction between interstellar clouds of a disk-like galaxy and intracluster medium is considered for arbitrary inclination i of rotation axis of galaxy to its velocity. Numerical calculations have shown the time of sweeping of clouds from the disk $t_{sw} \leq t_a$ (where acceleration time t_a is determined by (7)). In the inner regions of a galaxy, where gas clouds are stable against dynamical pressure, significant disturbance of the equilibrium must arise on the same time scale. The efficiency of sweeping diminishes as the mass concentration rate to the galactic centre increases. The value of angle i_* corresponding to the most efficient sweeping depends on the mass concentration rate to the galactic plane and, in general, $i_* \neq 0$. The dynamical sweeping of dense molecular clouds from a massive galaxy ($M \gtrsim 10^{11} M_\odot$) is found to be unlikely.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. M. Lea, J. Silk, E. Kellog, S. Murray*, Ap. J., 184, L105, 1973.
2. *J. E. Gunn, J. R. Gott III*, Ap. J., 176, 1, 1972.
3. *J. Melnick, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 215, 401, 1977.
4. *D. Tytler, N. Vidal*, M. N. RAS, 182, 33P, 1978.
5. *G. R. Gisler*, Ap. J., 228, 385, 1979.
6. *K. Toyama, S. Ikeuchi*, Progr. Theor. Phys., 64, 831, 1980.
7. *А. В. Засов*, Письма АЖ, 4, 487, 1978.
8. *N. Krumm, E. E. Salpeter*, Ap. J., 227, 776, 1979.
9. *P. Chamaraux, C. Balkowski, E. Gerard*, Astron. Astrophys., 83, 38, 1980.
10. *S. van den Bergh*, Ap. J., 206, 883, 1976.
11. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979, стр. 406.
12. *L. L. Cowie, C. F. McKee*, Ap. J., 211, 135, 1977.
13. *M. Clutton-Brock, K. A. Innanen, K. A. Papp*, Astrophys. Space Sci., 47, 299, 1977.
14. *A. Toomre*, Ap. J., 138, 385, 1963.
15. *N. Krumm, E. E. Salpeter*, Ap. J., 228, 64, 1979.

УДК 524.6—739

К ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПРОТЯЖЕННОГО ГАЛАКТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА MONOGEM RING В СОЗВЕЗДИИ ЕДИНОРОГА

В. А. КРОЛЬ

Поступила 18 августа 1982

Принята к печати 27 апреля 1983

Исследуется рентгеновское излучение от источника Monogem Ring, возможным механизмом генерации которого является тепловое тормозное излучение горячего газа, заполняющего внутренний объем сферической ударной волны при вспышке сверхновой звезды. Получено аналитическое выражение для спектров рентгеновских лучей при таком механизме генерации в случаях, когда невозмущенный межзвездный газ, окружающий сверхновую до вспышки, имеет: а) однородное распределение плотности $\rho_0 = \text{const}$; б) распределение плотности согласно степенному закону $\rho_0 = \rho_{10} (r_{10}/r)^2$. ρ_0 — плотность окружающей межзвездной среды. Произведено сравнение вычисленных спектров с наблюдательными данными, получено хорошее согласие в обоих случаях.

1. *Введение.* При детальном исследовании фонового рентгеновского излучения было открыто несколько чрезвычайно протяженных ($\sim 20^\circ$ в поперечнике) диффузных источников мягкого рентгеновского излучения в Галактике (Monogem Ring, Cygnis Superbubble, Eridanus Hot Spot, расположенные, соответственно, в созвездии Единорога, Лебедя, Эридана и др.) [1—3]. Внутри или в окрестности этих объектов находятся остатки галактических сверхновых (или кандидаты в остатки сверхновых), оболочки Хейля из нейтрального водорода [4], звездные OB-ассоциации (в близости Monogem Ring, например, расположены Mop OB1, Mop OB2). В центре протяженных источников находятся пульсары, излучающие в радио- и рентгеновском диапазонах, а вся область, излучающая мягкие рентгеновские лучи, очерчивается оболочкой из водорода (см. рис. 1). Геометрия этих объектов, расположение окружающих деталей наводят на предположение, что такие горячие газовые пузыри своим происхождением обязаны взрывам гигантских сверхновых звезд.

В настоящей работе развито теоретическое описание рентгеновского излучения от источника Monogem Ring в созвездии Единорога, основанное на привлечении теплового тормозного излучения оптически прозрач-

ного горячего межзвездного газа, заполняющего весь огромный объем сверхпузыря, как основного механизма генерации рентгеновских лучей. На основании теории теплового тормозного излучения космической плазмы с нормальным химическим составом, в результате изучения структуры горячего газа, заполняющего сверхпузырь в Единороге, получено аналитическое описание зависимости спектра рентгеновских лучей от физических параметров вспышки гипотетической сверхновой Единорога (возможной прародительницы пульсара PSR 0656+14) и ее остатков, а также от физических параметров, характеризующих межзвездную среду до вспышки. Результирующие формулы дают удобную основу для численных расчетов рентгеновских спектров от протяженных галактических источников типа Monogem Ring. Полученные результаты способствуют выяснению природы рентгеновского излучения от исследуемого класса источников и могут быть важными для многих приложений (например, при изучении природы фонового рентгеновского излучения в низкоэнергетической ($h\nu \lesssim 1$ кэВ) области, при исследовании активности галактических ядер и каскадных процессов звездообразования [5]).

2. *Наблюдательные данные.* Излучающие в рентгеновском диапазоне газовые комплексы в направлении на созвездие Единорога наблюдались несколько раз за последние годы [6, 7]. Карта космического фонового рентгеновского излучения, полученная из наблюдений в рамках А-2 эксперимента на спутнике «НЕАО-1»*, в области 0,25 кэВ с разрешением в 1.5° , показала наличие расширяющейся, чрезвычайно протяженной, пузыряреобразной излучающей области в созвездии Единорога (Giant Monogem Ring) [1—3]. Диаметр этого источника мягкого рентгеновского излучения $\sim 20^\circ$. Если источник находится на расстоянии в 300 пс, то радиус его ~ 50 пс, а плотность электронов в горячей межзвездной среде, ответственной за генерацию рентгеновских лучей, $n \sim 10^{-2}$ см $^{-3}$. Спектр протяженного источника жесткий, с характерной температурой $T \sim (2+3) \cdot 10^6$ К. Общий вид деталей, образующих в проекции гигантское кольцо (см. рис. 1), напоминает (за исключением масштабов) наблюдаемые остатки сверхновых звезд. Размеры пузыря намного превосходят протяженность остатков типичных сверхновых. Подробное описание этого объекта приведено в работе [1], авторы которой называют его Monogem Ring, чтобы отличить его от обычных остатков сверхновых и оболочек из нейтрального водорода в созвездии Единорога.

Внешняя кромка пузыря очерчивается расширяющейся оболочкой из водорода, в которой генерируется радиоизлучение. Возле галактической плоскости в расширяющейся области (в самой яркой ее части) находятся

* «НЕАО-1» — американская специализированная астрономическая обсерватория высоких энергий.

два объекта, напоминающие остатки сверхновых: Петля Единорога (Moposeros Loop), излучающая в радиодиапазоне, и радиисточник PKS 0646+16, которые, по-видимому, представляют собой суперпозицию двух разных остатков сверхновых звезд. Радиокартинка этой части расширяющегося пузыря усложняется присутствием сильного радиисточника NGC 2264. Расстояние до Петли Единорога оценивается в 700 пс, до источника PKS 0646+16 — в 2.3 кпс. Трудно установить, с какими газовыми

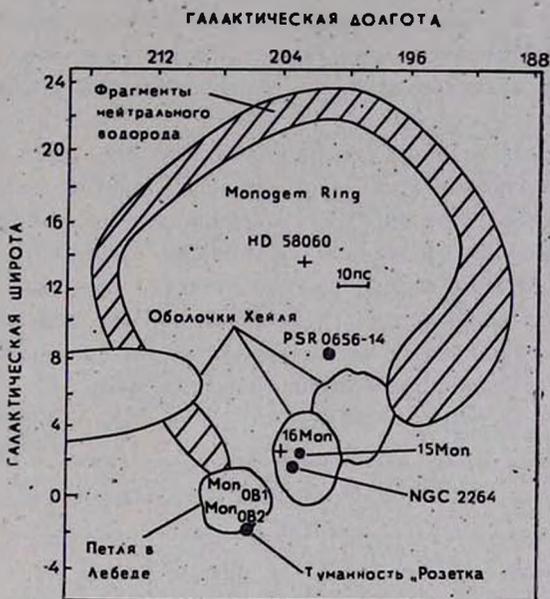


Рис. 1. Схема расположения деталей, образующих гигантское кольцо в созвездии Единорога [3].

комплексами в созвездии Единорога ассоциируется источник мягкого диффузного рентгеновского излучения. Если рентгеновские лучи своим происхождением обязаны Петле Единорога, то горячий газ, излучающий их, не совпадает с положением радиоизлучающей области Moposeros Loop. Если область генерации рентгеновских лучей совпадает с радиисточником PKS 0646+16, то наблюдение жесткого излучения с энергией 0.25 кэВ (которое присутствует в спектре источника Monogem Ring) не представляется возможным из-за поглощения его межзвездной средой на луче зрения.

Необходимо отметить группировку оболочек из нейтрального водорода на кромке расширяющегося пузыря. Выделяются три газовые супероболочки Хейля (supershells): GS 200+05+23 (на расстоянии в 4.8 кпс); GS 203+02—11 (на расстоянии в 0.5 кпс; эта оболочка, по-видимому, связана со звездной ассоциацией Mop OB1, находящейся на расстоянии в

715 пс); GS 215+06—13 (эта оболочка лежит за пределами расширяющегося пузыря). Подробное описание физических параметров (размеров, массы, скорости расширения, кинетической энергии, возраста) таких H I оболочек, наблюдаемых в высокоширотных областях ($|b| > 10^\circ$) Галактики, приведено в [4].

Радиопульсар PSR 0656+14 находится возле геометрического центра расширяющейся области. Это молодой пульсар, период его $P = 0,385$ с. Скорость dp/dt изменения периода пульсара неизвестна. Расстояние до PSR 0656+14 ~ 300 пс. Рентгеновское излучение от него было зафиксировано спутником «HEAO-2». Идентифицировать наблюдательные данные по излучению от пульсара в радио- и рентгеновском диапазонах пока не удается.

Из наблюдений можно сделать вывод, что Monogem Ring представляет собой расширяющийся остаток сверхновой звезды, возможной прародительницы пульсара PSR 0656+14. Предполагаемые физические параметры гипотетической сверхновой Единорога приведены в работе [1]. Расстояние до этого нестационарного объекта оценивается из эффекта поглощения. Из-за неоднородности межзвездной газовой среды в галактическом диске, а также из-за неоднородностей на самой оболочке оценки расстояния могут существенно колебаться (см. табл. 1).

Таблица 1

	Обозначение	Нижний предел	Верхний предел
Расстояние (пс)	d	30	500
Радиус (пс)	R	5	80
Энергия (эрг)	E_0	10^{48}	10^{51}

Рентгеновское излучение от протяженного источника Monogem Ring, по-видимому, генерируется разреженным ($n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$) горячим, полностью ионизированным межзвездным газом с температурой $T \sim (2-4) \times 10^8 \text{ К}$, заполняющим весь огромный объем сверхпузыря.

3. Структура возмущенной газовой среды за фронтом ударной волны при вспышке сверхновой. При вспышке сверхновой в межзвездный газ с плотностью ρ_0 , окружающий звезду, выбрасывается со скоростью v_0 звездное вещество с энергией E_0 . Обычно предполагается, что разлет сбрасываемой оболочки происходит сферически-симметрично. Сферический ударный фронт радиуса R , отделяющий расширяющееся звездное вещество от невозмущенной окружающей среды, распространяется со скоростью $V = 4/3 v_0$. Расширяющееся вещество в результате взаимодействия с окружающей средой замедляется и нагревается. Пересекая ударный фронт, хо-

лодный межзвездный газ сжимается и нагревается: происходит трансформация кинетической энергии поступательного движения сбрасываемого вещества в тепловую энергию возмущенной газовой среды.

Распространение сильных ударных волн в межзвездной среде при условии, что $t_c > t_{ex}$, где t_c , t_{ex} соответственно, время охлаждения и время расширения возмущенного газа за ударным разрывом, описывается газодинамическими адиабатическими уравнениями.

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + 2 \frac{\rho v}{r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями на фронте:

$$\rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0, \quad v_1 = \frac{2}{\gamma + 1} V, \quad \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 = \frac{P_1}{\gamma - 1}. \quad (2)$$

Здесь $\gamma = c_p/c_v$, индексами „0“, „1“ обозначены значения плотности ρ , давления P , скорости газа v , соответственно, перед и непосредственно за фронтом волны.

При $\gamma = 5/3$ с учетом (2), (16)

$$\begin{aligned} t_{ex} &\sim 10^{-12} \frac{R}{\sqrt{T}} \text{ лет}, \\ t_c &\sim 10^4 \frac{\sqrt{T}}{n} \text{ лет}. \end{aligned} \quad (3)$$

При оценочных значениях R , T , n , следующих из наблюдений для Monogem Ring (см. раздел 2), условие $t_c > t_{ex}$ выполняется. Система уравнений (1) с граничными условиями (2) решается автомодельным методом [8] в случае, когда невозмущенная плотность ρ_0 межзвездного газа до вспышки сверхновой звезды описывается формулами:

$$\text{а) } \rho_0 = \text{const} \quad (4)$$

— однородное распределение плотности,

$$\text{б) } \rho_0 = \rho_{10} \left(\frac{r_{10}}{r} \right)^2 \quad (5)$$

— плотность невозмущенного газа убывает от звезды по степенному закону.

В случае, когда $\rho_0 = \text{const}$, приближенное решение системы газодинамических уравнений (1) имеет вид [9]

$$\rho(r) \simeq 0.34 \rho_1 \left(\frac{r}{R}\right)^{9/2} \left[1 + 0.87 \left(\frac{r}{R}\right)^{13/2}\right], \quad (6)$$

$$T(r) = 0.88 T_1 \left(\frac{r}{R}\right)^{9/2} \left[1 + 0.11 \left(\frac{r}{R}\right)^{13/2}\right], \quad (6a)$$

где при $\gamma = 5/3$

$$\rho_1 = 4\rho_0, \quad (7)$$

$$T_1 = 2.6 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{2/5} t^{-6/5} = 4.5 \cdot 10^{-10} \frac{E_0}{\rho_0} R^{-3}, \quad (8)$$

$$R = 1.2 \left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{3/5}. \quad (9)$$

При степенном убывании ρ_0 (5) интересующее нас распределение плотности и температуры в возмущенной ударной волной межзвездной среде определяется выражениями [10]

$$\rho(r) = \rho_1 \frac{r}{R}, \quad (10)$$

$$T(r) = T_1 \left(\frac{r}{R}\right)^2. \quad (11)$$

Здесь

$$\rho_1 = 4\rho_0(R) = 4\rho_{10} (r_{10}/R)^2, \quad (12)$$

$$T_1 = 3.1 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E_0}{\rho_{10} r_{10}^2}\right)^{2/3} t^{-2/3} = 2.4 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E_0}{\rho_{10} r_{10}^2}\right) R^{-1}, \quad (13)$$

$$R = 0.8 \left(\frac{E_0}{\rho_{10} r_{10}^2}\right)^{1/3} t^{2/3}. \quad (14)$$

Графическое выражение решений (6), (6a), (10), (11) системы (1) представлено на рис. 2.

От поведения температуры газа $T(r)$ за фронтом ударной волны (см. рис. 2) будет зависеть в дальнейшем выбор пределов интегрирования при вычислении рентгеновских спектров (см. раздел 4).

4. Рентгеновское излучение возмущенного ударной волной газа. Газовая среда непосредственно за фронтом ударной волны при вспышке сверхновой нагревается до температуры

$$T_1 = 3mV^2/16k, \quad (15)$$

где m — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Для значений V , лежащих в интервале $(1 \div 10) \cdot 10^3$ км/с, величина $T \sim (10^7 \div 10^9)$ К. Из-за диссипативных процессов скорость фронта ударной волны V , а значит и температура газа непосредственно за ним T_1 , уменьшается с течением времени.

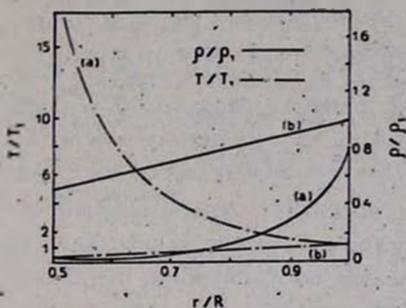


Рис. 2. Распределение плотности $\rho(r)$ и температуры $T(r)$ в возмущенной ударной волной межзвездной среде для случаев (а) и (б).

Газ с температурой $T \gtrsim 10^6$ К излучает в рентгеновском диапазоне. При $T > 10^7$ К можно считать [11], что рентгеновское излучение в основном обусловлено тепловым тормозным излучением электронов. При температурах $10^6 \text{ К} \leq T \leq 6 \cdot 10^6 \text{ К}$ существенным в спектре становится вклад от эмиссии в спектральных линиях. Если тяжелые элементы мало распространены*, то их линии не искажают общего вида непрерывного эмиссионного спектра горячего газа и возможно хорошее согласие теоретически рассчитанного спектра теплового тормозного излучения газа с наблюдаемым от космических источников.

Будем считать, что тепловое тормозное излучение оптически прозрачного горячего газа, заполняющего внутренний объем сферической ударной волны при вспышке сверхновой, является основным механизмом генерации рентгеновских лучей в источнике Monogem Ring.

Интенсивность теплового тормозного излучения единицы объема космической плазмы, состоящей на 90% из водорода и на 10% из гелия, описывается формулой

$$f(\rho, T) = q_0 T^{1/2} \rho^3 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (16)$$

здесь $q_0 = 6.0 \cdot 10^{30}$ эрг см³ с⁻¹ г⁻² град^{-1/2}, усредненный фактор Гаунта $\bar{g}_{ff}(\nu, T) = 1.2$.

Для дифференциальной излучательной способности плазмы $f(h\nu)$ имеем

* Незначительное содержание тяжелых элементов может объясняться тем, что заметная доля их уходит из межзвездного газа при образовании межзвездной пыли.

$$f(h\nu) = f(\rho, T) \frac{h}{kT} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}. \quad (17)$$

Спектр рентгеновских лучей, обусловленный тепловым тормозным излучением горячего газа, представляется формулой

$$F(h\nu) = 4\pi \int r^2 f(h\nu) dr, \quad (18)$$

где интегрирование в случае однородной плотности ($\rho_0(r) = \text{const}$) невозмущенного газа при вспышке сверхновой ведется от 0 до R . В случае, когда плотность ρ_0 убывает по степенному закону (5), интегрирование ведется от r_0 до R (значение r_0 определяется из формулы (11) при условии $T(r_0) = 10^6 \text{ К} \equiv T^{(6)}$, поскольку относительный вклад потерь энергии на излучении при свободно-свободных переходах в слоях газа с $T < 10^6 \text{ К}$ становится незначительным по сравнению, например, с вкладом, вносимым эмиссией в спектральных линиях).

Обозначим спектры рентгеновского излучения от горячей расширяющейся области за фронтом ударной волны при вспышке сверхновой в случаях (а) и (б), соответственно, через $F^{(a)}(h\nu)$ и $F^{(b)}(h\nu)$.

В результате интегрирования для $F^{(a)}(h\nu)$ из (18), с учетом (6), (6а), (16) и (17), получаем соотношение

$$F^{(a)}(h\nu) = 9.4 \cdot 10^{-2} \pi q_0 \frac{h\rho_1^2}{k \sqrt{T_1}} R^3 \left(\frac{kT_1}{h\nu}\right)^{19/6} \Phi(h\nu, T_1), \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi(h\nu, T_1) = & \gamma\left(\frac{19}{6}, \frac{h\nu}{0.88k T_1}\right) + 1.74 \left(\frac{0.88k T_1}{h\nu}\right)^{13/9} \times \\ & \times \gamma\left(\frac{83}{18}, \frac{h\nu}{0.88k T_1}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $\gamma(a, z)$ — неполная гамма-функция [12—13]:

$$\gamma(a, z) = \int_0^z e^{-t} t^{a-1} dt, \quad \text{Re } a > 0. \quad (21)$$

Учитывая зависимость $R(t)$ и $T_1(t)$, запишем $F^{(a)}(h\nu)$ в виде

$$F^{(a)}(h\nu) = 7.2 \cdot 10^{-26} \pi q_0 h \rho_0^2 k^{13/6} (h\nu)^{-19/6} \left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{5/3} t^{-2} \Phi(h\nu, T_1). \quad (22)$$

Как видно из формул (20), (22) и (8), (9), спектр рентгеновского излучения $F^{(a)}(h\nu)$ определяется набором параметров (E_0, ρ_0, R) или (ρ_0, R, T_1) . Из (22) видно также, что интенсивность излучения в модели (a) уменьшается с ростом t , так как $F^{(a)}(h\nu) \sim t^{-2}$.

Спектральное распределение исследуемого рентгеновского излучения изменяется со временем, так как температура непосредственно за фронтом волны T_1 зависит от времени. Следовательно $\Phi(h\nu, T_1)$ меняется с течением времени, изменяя при этом характер спектра. Для $F^{(b)}(h\nu)$ в результате интегрирования из (18), с учетом (10), (11), (16) и (17) получаем выражение

$$F^{(b)}(h\nu) = \frac{\pi q_0 \rho_1^2 h}{k \sqrt{T_1}} R^3 \left\{ \left(\frac{h\nu}{kT_1} \right)^2 \left[Ei \left(-\frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) - Ei \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) \right] + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{h\nu}{kT_1} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) - \left(\frac{T^{(6)}}{T_1} \right)^2 \left(1 - \frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) \right\}, \quad (23)$$

где $Ei(-z)$ — интегральная показательная функция [12]:

$$Ei(-z) = - \int_z^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx. \quad (24)$$

Численные расчеты по формуле (23) для $h\nu$, лежащих в интервале $0.1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 1 \text{ кэВ}$ и $T_1 \sim \alpha T^{(6)}$ ($\alpha = 2, 3, 4, \dots$) показывают, что

$$\left| Ei \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) \right| \gg \left| Ei \left(-\frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) \right|, \quad (25)$$

$$\left| \left(1 - \frac{h\nu}{kT_1} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) \right| \gg \left(\frac{T^{(6)}}{T_1} \right)^2 \left| \left(1 - \frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT^{(6)}} \right) \right|$$

С учетом (25) в интересующей нас области энергий ($0.1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 1 \text{ кэВ}$) формула (23) упрощается и принимает вид

$$F^{(b)}(h\nu) = \frac{\pi q_0 \rho_1^2 h}{k \sqrt{T_1}} R^3 \left\{ \left(1 - \frac{h\nu}{kT_1} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) - \left(\frac{h\nu}{kT_1} \right)^2 Ei \left(-\frac{h\nu}{kT_1} \right) \right\}. \quad (26)$$

Здесь ρ_1 определяется соотношением (12).

Учитывая зависимость $T_1(t)$ (13) и $R(t)$ (14) для $F^{(b)}(h\nu)$ из (26) получаем

$$F^{(b)}(h\nu) = 1.2 \cdot 10^6 \pi q_0 \frac{h}{k} \left(\frac{\rho_{10}^8 r_{10}^{16}}{E_0 t} \right)^{1/3} \times \\ \times \left[\left(1 - \frac{h\nu}{kT_1} \right) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_1}\right) - \left(\frac{h\nu}{kT_1} \right)^2 \text{Ei}\left(-\frac{h\nu}{kT_1}\right) \right]. \quad (27)$$

Из (23), (27), (13), (14) видно, что спектр $F^{(b)}(h\nu)$ определяется набором параметров $(E_0, \rho_{10} r_{10}^2, R)$ или $(\rho_{10} r_{10}^2, R, T_1)$. Интенсивность исследуемого рентгеновского излучения, как видно из (27), уменьшается с ростом t : $F^{(b)}(h\nu) \sim t^{-1/3}$.

Спектральное распределение рентгеновского излучения определяется выражением

$$\Gamma(h\nu, T_1) = \left(1 - \frac{h\nu}{kT_1} \right) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_1}\right) - \left(\frac{h\nu}{kT_1} \right)^2 \text{Ei}\left(-\frac{h\nu}{kT_1}\right). \quad (28)$$

Так как T_1 зависит от времени (см. соотношение (13)), то $\Gamma(h\nu, T_1)$ меняется с течением времени, изменяя при этом спектральное распределение исследуемого излучения.

Таким образом, построенные спектры $F^{(a)}(h\nu)$, $F^{(b)}(h\nu)$ являются спектрами рентгеновского излучения с переменной интенсивностью и систематически изменяющимся спектральным индексом. Из-за поглощения в межзвездном газе спектр обрезан со стороны малых энергий. С учетом этого эффекта [14] величина потока в окрестности Земли дается формулой

$$S^{(a),(b)}(h\nu) = \frac{F^{(a),(b)}(h\nu) \exp[-N_H \sigma_{ph}(E_\nu)]}{4\pi d^2}, \quad (29)$$

где сечение фотоэффекта $\sigma_{ph}(E_\nu)$ определяется выражением [11]

$$\sigma_{ph}(E_\nu) = \begin{cases} 0.6 \cdot 10^{-22} E_\nu^{-3} \text{ см}^{-2}, & 0.1 \text{ кэВ} \lesssim E_\nu \lesssim 0.53 \text{ кэВ}; \\ 2.0 \cdot 10^{-22} E_\nu^{-2.5} \text{ см}^{-2}, & 0.53 \text{ кэВ} \lesssim E_\nu \lesssim 8 \text{ кэВ}. \end{cases} \quad (30)$$

d — расстояние до источника, $N_H = \langle n_H d \rangle$, n_H — концентрация атомов водорода в межзвездном газе по лучу зрения.

На рис. 3 представлены наблюдательные данные по рентгеновскому излучению от гигантского газового пузыря в созвездии Единорога (источника Monogem Ring [7]). По оси ординат (в логарифмической шкале) отложена величина фиксируемого счетчиком потока S_ν в единицах: $[S_\nu] = \text{число событий/кэВ с}$. Энергопоток от Monogem Ring в окрестности Земли в области $h\nu \lesssim 0.28 \text{ кэВ}$ составляет [7]

$$100 \div 140 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ стер}}. \quad (31)$$

Здесь на рис. 3 для сравнения представлено графическое выражение энергопотоков $S^{(a)}(h\nu)$, $S^{(b)}(h\nu)$, рассчитанных по формулам (19), (23) и (29), в единицах: $[S^{(a),(b)}(h\nu)] = \text{число фотонов/см}^2 \text{ с кэВ}$. Определяющие модель параметры при численных расчетах $S^{(a)}(h\nu)$ и $S^{(b)}(h\nu)$ выбирались так, чтобы теоретически полученные значения энергопотоков в окрестности Земли на уровне $h\nu \lesssim 0.28$ кэВ были равны наблюдаемому значению (31).

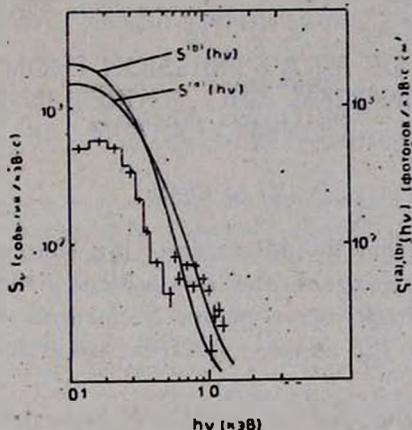


Рис. 3. Данные наблюдений S_e от источника Monogem Ring [7]. Зависимость $S^{(a)}(h\nu)$ и $S^{(b)}(h\nu)$, соответственно, при следующих значениях определяющих модель параметров: (а) $d \sim 300$ пс, $R = 50$ пс, $T_1 = 3 \cdot 10^8$ К ($E_0 = 1.2 \cdot 10^{32}$ эрг), $\rho_1 = 2 \cdot 10^{-24}$ г/см³, $N_H = 1.5 \cdot 10^{19}$ см⁻²; (б) $d \sim 300$ пс, $R = 50$ пс, $T_1 = 3 \cdot 10^8$ К ($E_0 = 7.2 \cdot 10^{31}$ эрг), $\rho_1 = 6.7 \cdot 10^{-25}$ г/см³, $N_H = 2.0 \cdot 10^{19}$ см⁻².

Наблюдения велись с помощью пропорционального рентгеновского счетчика [7], вычисленные энергопотоки $S^{(a)}(h\nu)$ и $S^{(b)}(h\nu)$, а также данные наблюдений представлены на рис. 3 в логарифмической шкале, следовательно, спектральное распределение рентгеновского излучения горячего газа за фронтом сферической ударной волны при вспышке сверхновой в случаях (а) и (б) хорошо согласуется (см. рис. 3) с наблюдаемым спектральным распределением излучения от источника Monogem Ring. Это свидетельствует о том, что механизмом генерации излучения в источнике Monogem Ring является тепловое тормозное излучение горячего газа за фронтом ударной волны, распространяющейся по межзвездной среде при вспышке сверхновой, а формулы (19), (23) при соответствующих значениях, определяющих модель параметров, хорошо описывают наблюдаемый спектр рентгеновских лучей. На выбор модели (а) или (б), по-видимому, должно указывать распределение поверхностной яркости исследуемого излучения в источнике.

Формулы (19), (23) могут быть использованы при описании рентгеновского излучения от других протяженных источников типа Monogem Ring. Таких расширяющихся областей, заполненных горячим газом и излучающих мягкие рентгеновские лучи, может быть весьма много в Галактике.

Институт теоретической физики
АН УССР

ON THE THEORY OF X-RAY EMISSION FROM THE EXTENDED GALACTIC MONOGEN RING SOURCE IN MONOCEROS CONSTELLATION

V. A. KROL'

X-ray emission from the Monogem Ring source which is explained by thermal bremsstrahlung of the hot optically thin gas filling the inside volume of the shock wave under Supernova burst is studied. An analytical expression for X-ray spectrum is obtained in the following cases:

- a) The surrounding gas has a uniform mass density ρ_0 ;
- b) The interstellar gas has the density decreasing from Supernova as $\rho_0 = \rho_{10} (r_{10}/r)^2$. The calculated spectra agree well with the observed data for Monogem Ring source.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Nousek, L. L. Cowie, E. M. Hu, C. Y. Lindblad, G. P. Garmire, Ap. J., 248, 152, 1981.
2. S. Narayan, S. Shulman, H. Friedman, G. Fritz, Ap. J., 208, 718, 1976.
3. Sky and Telescope, 63, 145, 1982.
4. E. M. Hu, Ap. J., 248, 119, 1981.
5. N. N. Bunber, S. P. Coleman, W. L. Kraushaar, D. Mc Cammon, F. O. Williamson, Ap. J., 179, 781, 1973.
6. H. B. Ogelman, S. P. Maran, Ap. J., 209, 124, 1976.
7. K. S. Long, W. E. Moor, J. R. Patterson, G. P. Garmire, Ap. J., 212, 427, 1977.
8. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, Наука, М., 1977.
9. O. Bollea, A. Cavallera, Astron. Astrophys., 46, 219, 1976.
10. M. H. Rogers, Ap. J., 125, 478, 1957.
11. С. Хаякава, Физика космических лучей, ч. 2, Астрофизический аспект, Мир, М., 1975.
12. Е. Янке, Ф. Эледе, Ф. Леш, Специальные функции, Наука, М., 1975.
13. В. И. Пацурога, Таблицы неполной гамма-функции, В.Ц. АН СССР, М., 1963.
14. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Астрофизика высоких энергий, Атомиздат, М., 1973.

УДК 523.9+524.6

ОСОБЕННОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ СОЛНЦА В ГАЛАКТИКЕ

А. С. МАРОЧНИК

Поступила 6 июля 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Как следует из наблюдений, спиральная структура Галактики, скорее всего, обусловлена волнами плотности, вращающимися с угловой скоростью $\Omega_1 \approx 24$ км/с кпс. При этом Солнце оказывается в исключительном положении — оно расположено вблизи коротационного круга (единственного в каждой галактике), на котором угловая скорость дифференциального вращения Галактики равна угловой скорости волны. Показано, что такое специфическое расположение Солнца позволяет связать три фундаментальные временные шкалы космогонии: $T_1 \approx 4.6 \cdot 10^9$ лет, $T_2 \approx (2 \div 4) \cdot 10^8$ лет, $T_3 \approx 10^6$ лет (установленные по радиоактивным разностям нуклидов) с процессом прохождения досолнечного облака через спиральные рукава. Возможность непринужденного объяснения временных шкал космогонии на основании единого процесса при условии, что Солнце расположено вблизи коротации, может оказаться аргументом в пользу того, что близость коротации необходима для формирования систем, подобных солнечной. Если специфическое местоположение Солнца в Галактике действительно является не случайным, а необходимым и (или) достаточным условием для формирования систем типа солнечной, то коротационный круг нашей и других галактик — это то место, вблизи которого стоит искать себе подобных.

Около десяти лет назад Ривс [1] выдвинул гипотезу о возможной связи происхождения Солнечной системы с проблемой спиральной структуры Галактики. Привлекательность этой гипотезы состояла в том, что она связывала процессы галактического масштаба с локальной проблемой — рождением Солнца и планет.

Избыток ^{129}Xe , обнаруженный в метеоритах, является результатом радиоактивного распада ^{129}I и ^{244}Pu . R -процессы галактического нуклеосинтеза продуцируют нуклиды иода и плутония в количествах порядка $\alpha = ^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \approx 1$, $\beta = ^{244}\text{Pu}/^{238}\text{Pu} \approx 1$ в то время, как по количеству обнаруженного ^{129}Xe к моменту затвердевания метеоритов их отношения должны составлять $\alpha \approx 10^{-4}$, $\beta \approx 0.015$ [2, 3]. Последнее означает, что эти нуклиды должны свободно распадаться в течение приблизительно $\sim (2 \div 4) \cdot 10^8$ лет до начала затвердевания метеоритов и удержания в них ксенона. При этом неясно, каким образом протосолнечная туманность в

течение 10^8 лет до начала формирования Солнечной системы могла находиться в стороне от идущего в Галактике нуклеосинтеза. Для решения этого парадокса Ривс [1] привлек концепцию волн плотности, ответственных за спиральную структуру галактик. Угловая скорость вращения Солнца в Галактике $\Omega_{\odot} = 25$ км/с кпс $^{-1}$, угловая скорость вращения волн плотности согласна Лину и др. [4] $\Omega_p \approx 13.5$ км/с кпс $^{-1}$. Поэтому приблизительно каждые $\sim 10^8$ лет досолнечное облако проходит через волну плотности, где оно обогащается нуклидами иода и плутония от взрывов сверхновых, возникающих в сжатом волной газе. В промежутке между встречами с волнами ^{129}I и ^{241}Pu свободно распадаются в течение $\sim 10^8$ лет. Последнее «загрязнение» этими нуклидами произошло в предпоследнюю встречу, при следующей встрече начался коллапс протосолнечного облака и формирование Солнечной системы. По радиоактивной геохронологии и возрасту каменных метеоритов установлено, что это произошло $\sim 4.6 \cdot 10^9$ лет назад (см., например, обзор [7]), после чего Солнце еще несколько десятков раз проходило через спиральные рукава Галактики.

Помимо упомянутых временных шкал $T_1 \approx 4.6 \cdot 10^9$ лет и $T_2 \approx (2 \div 4) \times 10^8$ лет в космогонии, возможно, существует еще одна шкала $T_3 \approx 10^6$ лет. Избыток ^{26}Mg в метеорите Альенде и его корреляции с содержанием алюминия показывают, что приблизительно за 10^6 лет до начала формирования метеоритов и удержания в них ^{26}Mg произошло событие, поставившее в протосолнечную туманность ^{26}Al , который затем путем радиоактивного распада превратился в ^{26}Mg [5]. Таким событием мог быть взрыв близкой сверхновой. В сценарий Ривса [1] поступление ^{26}Al может быть включено следующим образом [6]: предпоследняя встреча с волной плотности «загрязняет» облако иодом и плутонием от вспышки сверхновой, последняя встреча также сопровождается вспышкой близкой сверхновой, «загрязнившей» протосолнечное облако радиоактивным алюминием (но не поставившей в облако новую порцию иода и плутония) и, возможно, вызывает его коллапс. Вопрос о реальности шкалы T_3 пока не очень ясен. Во-первых, избыток ^{26}Mg обнаружен лишь в отдельных включениях Альенде и не детектируется в других метеоритах, во-вторых, существуют и другие возможные объяснения этого эффекта [6, 8]. По этой причине основное внимание далее уделяется шкалам T_1 и T_2 .

В теории спиральной структуры галактик, основанной на концепции волн плотности, существуют, однако, две альтернативные точки зрения. Космогонический сценарий Ривса основан на одной из них [4], в то время, как существуют серьезные наблюдательные и теоретические основания в пользу второй [9—11]. Если справедлива вторая точка зрения, то ранняя история Солнечной системы выглядела совершенно иначе. Этому вопросу посвящена настоящая статья.

В чем заключается альтернатива в проблеме спиральной структуры? В обоих случаях речь идет о волнах плотности, но разного типа. Геометрия спирального узора галактик, которая может сравниваться с наблюдениями, описывается формулой:

$$\theta - \theta_0 = \frac{1}{m} \int K dR, \quad (1)$$

где θ , R — цилиндрические координаты с началом в центре галактики, m — число рукавов спирали, K — волновое число. Частота волны $\omega \equiv m\Omega$ связана с K дисперсионным уравнением, полученным в работе [4]. В символической форме его можно записать в виде:

$$K = K_{L,S}[\Omega(R), \sigma(R), \mu(R), \Omega_p], \quad (2)$$

где $\Omega(R)$ — угловая скорость дифференциального вращения бесконечно тонкого диска, моделирующего галактику, $\sigma(R)$ — дисперсия скоростей звезд в нем, $\mu(R)$ — поверхностная плотность диска, Ω_p — угловая фазовая скорость вращения волны плотности, причем по определению $\Omega_p = \text{const}$ (не зависит от R). Решение (2) двузначно: $K = K_S$ — описывает т. н. коротковолновую моду (S -волны), $K = K_L$ — длинноволновую (L -волны). Эти названия связаны с поведением волн плотности на внутреннем линдбладовском резонансе $R = R_L^i$, где выполняется условие $\omega - m\Omega = -\kappa$, эциклическая частота $\kappa = 2\Omega[1 + (2\Omega)^{-1}r \partial\Omega/\partial r]^{1/2}$. При $R \rightarrow R_L^i$: $K_S \rightarrow \infty$, $K_L \rightarrow 0$. Если известна модель Галактики, т. е. величины $\Omega(R)$, $\sigma(R)$, $\mu(R)$, то, подставляя (2) в (1), находим геометрию спирального узора. Она зависит от одного свободного параметра Ω_p , подбирая который можно наилучшим образом удовлетворить наблюдениям. Структура считается двухрукавной, т. е. $m = 2$.

В [4] рассмотрена модель «перемешанной Галактики», вся масса которой «втиснута» в бесконечно тонкий диск. Такой «миксмастер» характеризуется едиными $\Omega(R)$, $\sigma(R)$, $\mu(R)$, где $\sigma(R)$ — усредненная по толщине Галактики дисперсия скоростей звезд, $\mu(R)$ — проекция полной плотности Галактики на плоскость бесконечно тонкого диска, который выobraется в качестве ее модели. В этом случае согласие с наблюдениями достигается, если волны плотности S -типа и $\Omega_p = 13.5 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ [4]. Именно этому значению Ω_p и соответствует космогонический сценарий Ривса [1].

В действительности Галактика состоит из ряда подсистем с совершенно различными кинематическими и динамическими характеристиками, каждая из которых характеризуется своим набором параметров $\Omega_i(R)$, $\sigma_i(R)$, $\mu_i(R)$. Спиральные волны плотности в такой модели Галактики

впервые были рассмотрены в [12], где было получено соответствующее дисперсионное уравнение, частным случаем которого (когда число подсистем = 1) является (2). Это уравнение состоит из суммы членов, каждый из которых характеризует вклад в волну соответствующей подсистемы. Этот вклад $\sim \mu_i \sigma_i^{-2}$. Повтому вклад в волну от подсистем с большой дисперсией скоростей мал, несмотря на то, что на их долю приходится большая часть массы Галактики. Эта ситуация была проанализирована в [9]. Оказалось в результате, что вклад в волны плотности дает только самая плоская подсистема (с минимальной дисперсией скоростей), характеризующаяся параметрами $\Omega_f, \sigma_f, \mu_f$, которые резко отличаются от соответствующих параметров «миксмастерной модели» [4]. При этом волны плотности снова описываются уравнением (2); но с одним существенным дополнением: вместо полных значений Ω, σ, μ в нем стоят $\Omega_f, \sigma_f, \mu_f$ [9].

Это радикально меняет ситуацию — согласие с наблюдениями для нашей Галактики достигается теперь уже не для S -волн, как в [4], а для L -волн, причем при $\Omega_p \simeq 24 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ [9, 13]. Это различие имеет далеко идущие последствия для проблемы возбуждения и поддержания спиральной структуры. Укажем, в частности, что источник S -волн должен находиться в периферических областях Галактики, так как их групповая скорость направлена к ее центру. Источник L -волн находится в центральной области, так как их групповая скорость направлена от центра к периферии, что заведомо предпочтительнее, так как «генератором» волн тогда может быть бар или овальное искажение ядра Галактики. Наличие «генератора» на периферии представляется малопривлекательным. Подробное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи (см. [11]). Поскольку, однако, для дальнейшего важно, какой именно тип волн плотности ответственен за спиральную структуру Галактики, укажем группы фактов, свидетельствующих в пользу L -волн с $\Omega_p \simeq 24 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$.

Во-первых, прямое определение величины Ω_p из наблюдений, проведенных за последние годы различными методами, дает значение Ω_p , близкое к $(20 + 25) \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ [13—20], но не к $13 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$, как должно быть согласно [4]. По-видимому, наиболее точное самосогласованное определение параметров спиральной структуры Галактики по полю скоростей 192 цефеид было сделано в [13]. Авторы [13] нашли $\Omega_p = (23.6 \pm 3.6) \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$. Это дает основания считать $\Omega_p \simeq 24 \text{ км}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$. Заметим, что параметры плоской подсистемы, ответственной за спиральную структуру, согласно [9], действительно, как отмечалось выше, резко отличаются от параметров «перемешанной» модели Галактики [4]. Например, в окрестности Солнца $\mu(R_\odot) = 114 M_\odot \text{ пс}^{-2}$, в то время, как определенное в [13] $\mu_f = 50 M_\odot \text{ пс}^{-2}$.

Во-вторых, распределение молодых объектов — индикаторов спиральной структуры также лучше согласуется со значением $\Omega_p \approx (20 \div 25)$ км с⁻¹ кпс⁻¹. Волна плотности распространяется по звездному населению плоской подсистемы Галактики. Это — волна малой амплитуды ($\sim 10\%$). Поскольку газа в Галактике мало ($\sim 4\%$), то, разгоняясь в гравитационном поле даже слабой волны плотности, он испытывает резкое торможение, так что возникает галактическая ударная волна [21]. В сжатом ударной волной газе возникают холодные объекты: облака H II, OB-звезды, сверхновые и другие индикаторы спиральной структуры. Относительная скорость газа и волн плотности в направлении, перпендикулярном фронту, есть:

$$V_{\perp} = [\Omega(R) - \Omega_p] R \sin i, \quad (3)$$

где i — угол закрутки спирали (угол между спиралью и галактоцентрической окружностью радиуса R). Очевидно, чем больше V_{\perp} , тем больше должно быть индикаторов. При $\Omega_p = 13.5$ км с⁻¹ кпс⁻¹ $V_{\perp} > c_s$ (c_s — скорость звука), вплоть до $R \approx 15 \div 16$ кпс; при $\Omega_p = 24$ км с⁻¹ кпс⁻¹ $V_{\perp} > c_s$ при $R < 9$ кпс [22]. Нейтральный водород H I, из которого образуются индикаторы, наблюдается вплоть до расстояний $R \approx 16 \div 18$ кпс. Таким образом, если верна модель [4], то индикаторов должно быть много вплоть до расстояний $R \approx 15 \div 16$ кпс, где $V_{\perp} > c_s$ и имеется ударная волна. В действительности количество индикаторов резко уменьшается как раз на расстояниях порядка $(9 \div 10)$ кпс от центра Галактики, что согласуется с моделью [9] и величиной $\Omega_p > 20$ км с⁻¹ кпс⁻¹ (см. [10, 15, 22]).

В-третьих, скорость распространения процесса звездообразования, который происходит в газе, сжатом галактической ударной волной [21] (в окрестности Солнца (≤ 1 кпс)), составляет $V_{sf} \approx (5 \div 10)$ км с⁻¹ [23, 24]. Эта цифра хорошо согласуется с моделью [9] и L -волнами, но не согласуется с моделью [4]. Действительно, линейная относительная скорость волны плотности и газа есть

$$V_0 = [\Omega(R) - \Omega_p] R. \quad (4)$$

При $\Omega_p \approx 24$ км с⁻¹ кпс⁻¹ и $R = 10$ кпс имеем $V_0 \approx 10$ км с⁻¹ $\sim V_{sf}$. При $\Omega_p \approx 13.5$ км с⁻¹ кпс⁻¹ имеем $V_0 \approx 115$ км с⁻¹, что на порядок больше, чем V_{sf} (подробнее см. [25]).

Итак, есть серьезные основания полагать, что угловая скорость волн плотности порядка $\Omega_p \approx 24$ км с⁻¹ кпс⁻¹. Каковы последствия этого факта для ранней истории Солнечной системы? Во-первых, все фундаментальные временные шкалы космогонии получают естественное объяснение; во-вторых, оказывается, что Солнце в Галактике находится в исключитель-

ном положении; в-третьих, если последнее не случайно, то появляются основания для прогноза того, где в нашей и других галактиках следует искать себе подобных.

Примем для удобства $\Omega_p \simeq 24.3$ км с⁻¹ кпс⁻¹. Тогда угловая скорость Солнца относительно волны плотности составит $\Delta\Omega = \Omega_\odot - \Omega_p = 0.7$ км с⁻¹ кпс⁻¹. Поскольку спиральная структура считается двухрукавной, то время между двумя последовательными встречами Солнца (лучше говорить о досолнечном облаке) с волнами плотности есть $\Delta T = \pi(\Delta\Omega)^{-1} = 4.6 \cdot 10^8$ лет, что совпадает с временной шкалой T_1 . Таким образом, при $\Omega_p = 24.3$ км с⁻¹ кпс⁻¹ время жизни Солнечной системы T_1 , определенное по радиоактивной геохронологии и возрасту каменных метеоритов [8], совпадает (во всяком случае по порядку величины) со временем жизни протосолнечного облака между спиральными рукавами. Не имеет ли это значения для проблемы происхождения жизни?

Вторая временная шкала $T_2 \simeq (2 + 4) \cdot 10^8$ лет, оказывается, совпадает со временем жизни досолнечного облака внутри спирального рукава. Действительно, длина дуги окружности, по которой облако движется внутри рукава, есть $\Delta l = \Delta r (\sin i)^{-1}$, где Δr — толщина рукава. При $\Delta r \simeq 300$ пс и $i \simeq 7.5^\circ$ $\Delta l \simeq 2.3$ кпс. Из (4) находим $V_0 \simeq 7$ км с⁻¹, что дает время движения облака внутри рукава $\Delta t = \Delta l \cdot V_0^{-1} \simeq 3.3 \cdot 10^8$ лет, которое совпадает с T_2 . Молодые объекты и, в частности, сверхновые возникают в газе, уплотненном волной сжатия (или ударной волной при $R < 9$ кпс), который расположен на внутренней кромке спирального рукава, через которую входит в рукав досолнечное облако. Повтому, попадая в спиральный рукав, облако сразу же «загрязняется» нуклидами иода и плутония (от взрывов близких сверхновых), которые затем свободно распадаются вплоть до события, приведшего к началу формирования Солнечной системы и, в частности, метеоритов.

Шкала T_3 , если она реальна, совпадает с гидродинамическим временем взаимодействия досолнечного облака с волной плотности (или волной сжатия). Действительно, звездообразование происходит, как известно, в молекулярных облаках [26], типичные линейные размеры которых порядка $\Delta x \sim 1$ пс. Согласно (3) $V_{\perp} \simeq 1$ км с⁻¹. Отсюда $\Delta t_c \sim \Delta x \cdot V_{\perp}^{-1} \simeq 10^8$ лет, что совпадает с T_3 . В оболочках молекулярных облаков масса Джинса $M_J \simeq (8 + 24) M_\odot$ [26]. В их ядрах $M_J \simeq (2 + 4) M_\odot$ [26], т. е. близка к обычно принимаемому значению массы протосолнечной туманности (см., например, [27]). Если, таким образом, гидродинамическое взаимодействие волны с досолнечным молекулярным облаком приводит к его коллапсу и фрагментации, то массивные звезды, вспыхивающие как сверхновые у кромки облака (их время эволюции также $\sim 10^8$ лет), могут «за-

грязнить» радиоактивным алюминием протосолнечное облако формирующееся в его центральной части. Анализ всех этих вопросов см. в [25].

Отметим еще лишь два обстоятельства: 1) удельный момент, приобретаемый протосолнечным облаком в волне плотности, оказывается порядка $q \approx 10^{20} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, т. е. порядка удельного момента планетной системы [25]; 2) вся эволюция досолнечного облака, проходящего, по-видимому, через стадию молекулярного облака и далее, вплоть до образования протосолнечной туманности, происходила в стационарных условиях, так как характерное время основных физических процессов $t_i \ll T_s$ [25]. Весьма существенно также, что вся эволюция происходила в стационарных условиях повышенного внешнего давления, обусловленного волной сжатия в газе*. Необходимость непрерывно действующего внешнего давления представляется почти несомненной для включения процесса звездообразования [24].

Таким образом, при $\Omega_p \approx 24 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ (возьмем $\Omega_p = 24.3 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$) космогонический сценарий ранней истории Солнечной системы выглядит приблизительно так. Если возраст досолнечного облака $t_a < 9.2 \cdot 10^9$ лет, то оно входило в спиральный рукав Галактики только один раз $\approx 4.93 \cdot 10^9$ лет назад. При входе в рукав оно было «загрязнено» нуклидами иода и плутония от взрывов сверхновых (одной или нескольких), возникающих на внутренней кромке волны плотности, через которую досолнечное облако вошло в рукав. Далее, оно двигалось в рукаве $0.33 \cdot 10^9$ лет, в течение которых иод и плутоний свободно распадались, а облако проэволюционировало до состояния протосолнечной туманности, находясь все время в стационарных условиях обжатия внешним давлением. Возможно, в процессе эволюции, на стадии молекулярного облака, протосолнечная туманность была «загрязнена» ^{26}Al от вспышек сверхновых, образовавшихся в оболочке облака (если реальна шкала T_s). Приблизительно $4.6 \cdot 10^9$ лет назад протосолнечная туманность покинула спиральный рукав Галактики и вплоть до «сегодняшнего дня» перемещалась и эволюционировала в пространстве между спиральными рукавами, не пересекая их, так что они не оказывали влияния на ее эволюцию. Сейчас Солнце находится между рукавами Персея и Стрельца [28].

Если спиральная структура обусловлена волнами плотности с $\Omega_p \approx 24 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$, то Солнце в Галактике находится в исключительном положении. Галактика вращается дифференциально, так что ее угловая скорость есть функция расстояния $\Omega = \Omega(R)$. Волны плотности вращаются с постоянной угловой скоростью $\Omega_p = \text{const}$, поэтому в каждой галактике существует так называемый коротационный круг с $R = R_c$,

* Разумеется, в таких же условиях находились и находятся все объекты, расположенные вблизи коротационной окружности.

на котором скорости волны и галактики совпадают, т. е. выполняется условие $\Omega(R_c) = \Omega_p$. В каждой галактике есть только один коротационный круг, который, таким образом, является в ней выделенным местом. При $\Omega_p = 24 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ коротационный круг имеет радиус $R_c = 10.3 \text{ кпс}$, т. е. Солнце расположено очень близко к коротации ($R_\odot = 10 \text{ кпс}$) и, следовательно, находится в исключительном положении. Отклонение Солнца от коротации по галактическим масштабам мало, $\Delta R/R_\odot = 0.03$, где $\Delta R = R_c - R_\odot$. Именно близость к коротации обуславливает стационарность условий эволюции досолнечного облака — оно движется почти синхронно с волной. Разумеется, в исключительном положении находится не только Солнце, но и все галактические объекты, расположенные вблизи коротационного круга. Независимое доказательство близости Солнца к коротации получено в недавней работе [28], где было показано, что градиенты возрастов звезд в рукавах Персея и Стрельца, между которыми находится Солнце, имеют противоположные знаки. Это возможно лишь в том случае, если разность $\Omega_\odot - \Omega_p$ между этими рукавами меняет знак, т. е. между ними проходит коротационный круг, вблизи которого, таким образом, находится Солнце. Заметим, что при $\Omega_p = 13.5 \text{ км с}^{-1} \text{ кпс}^{-1}$ $R_c \approx 16 \text{ кпс}$, и эти результаты вряд ли могут иметь естественное объяснение.

Интригующий вопрос, является ли близость Солнца к коротации случайной или это условие является необходимым и (или) достаточным для формирования систем, подобных Солнечной, пока не имеет ответа. Если для формирования систем, подобных Солнечной, необходимо исключительное положение — близость к коротации, то, очевидно, искать себе подобных следует вблизи коротационных окружностей нашей и других галактик.

Веру в такое предположение ослабляют два обстоятельства: во-первых, наличие в Галактике большого числа двойных и кратных звезд, находящихся далеко от Солнца и коротации, процесс образования которых считается сходным с процессом образования планетных систем (подробнее см. [29]); во-вторых, считается, что исследования околосолнечной окрестности ($\Delta R \lesssim 300 \text{ пс}$) свидетельствуют о множественности планетных систем в Галактике (статистика Абта и Леви [30], звезда Барнарда), так как они, по-видимому, обнаруживаются даже вблизи Солнца, т. е. в малой части нашей звездной системы.

Первое обстоятельство действительно существенно, но только если оно верно. К сожалению, в настоящее время теоретические знания недостаточны, чтобы быть уверенным в том, что начальные условия возникновения двойных звезд и планетных систем в нужной степени идентичны. Наблюдения тем более не могут пока дать ответа на этот вопрос. Что касается второго обстоятельства, то оно, возможно, свидетельствует, скорее, в пользу необходимости исключительного положения протосолнечного обла-

ка в Галактике (вблизи коротационной окружности), чем против него. Действительно, все данные, полученные при исследованиях звезд в около-солнечной окрестности Галактики ($\Delta R \lesssim 300$ пс), относятся к области коротации, так как вблизи нее находится Солнце. Поэтому они могут свидетельствовать в пользу множественности звезд с планетными системами, но вблизи коротации, а не вообще в Галактике. Более общий вывод заключается в том, что вообще наблюдательные данные, полученные для около-солнечной окрестности, нельзя экстраполировать на всю Галактику, так как Солнце в Галактике находится в специальных условиях.

Я хотел бы выразить глубокую признательность Р. Э. Сагдееву, привлекающему мое внимание к проблемам космогонии, Н. С. Кардашеву и И. С. Шкловскому за обсуждение.

Институт космических исследований
АН СССР

FEATURES OF THE POSITION OF SUN IN THE GALAXY

L. S. MAROCHNIK

The Solar system position in the Galaxy is exclusive one since the Sun is close to the corotation circle which is the place where the angular velocity of the galactic differential rotation is equal to that of density waves displaying as the galactic spiral arms. Each galaxy contains only one corotation circle therefore it is the exceptional place. The special conditions of the Sun position in the Galaxy explain the fundamental cosmogony time scales ($4.6 \cdot 10^9$ years, $\sim 10^8$ years, $\sim 10^6$ years) detected by radioactive decay of various nuclides. If the special position of the Sun is not incidental than the corotation circles of our Galaxy as well as those of other galaxies are just regions where situations similar to ours are likely to be found.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Reeves, in "Symp. on the Origin of the Solar System", ed. H. Reeves., Centre Nat. Rech. Sci., Paris, 1972.
2. C. M. Hohenberg, F. A. Podosek, J. H. Reynolds, Science, 156, 202, 1967.
3. D. Clayton, Ap. J., 268, 381, 1983.
4. C. C. Lin, C. Yuan, F. Shu, Ap. J., 155, 721, 1969.
5. T. Lee, O. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg, Geophys. Res. Lett., 3, 109, 1976.
6. D. N. Schramm, in "Protostars and Planets", ed. Gehrels, Arizona, 1978.
7. F. A. Podosek, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 293, 1978.
8. D. Clayton, in "Protostars and Planets", ed. Gehrels, Arizona 1978, p. 13.

9. *L. S. Marochnik, Yu. N. Mishurov, A. A. Suchkov, Astrophys. Space Sci., 19 285, 1972.*
10. *A. A. Сучков, Астрон. ж., 55, 972, 1978.*
11. *L. S. Marochnik, A. A. Suchkov, Space Research Institute of USSR Acad. Sci. Preprint No. 621, 1981; Astrophys. Space Sci., 79, 337, 1981.*
12. *L. S. Marochnik, A. A. Suchkov, Astrophys. Inst. Tadj. SSR Acad. Sci., Preprints No. 1—4, 1968; Astrophys. Space Sci., 4, 317, 1969.*
13. *Ю. Н. Мишуров, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Астрон. ж., 56, 268, 1979.*
14. *M. Crèze, M. O. Mennessier, Astron. Astrophys., 14, 275, 1976.*
15. *W. Burton, Ann. Astron. Astrophys., 14, 275, 1976.*
16. *E. Stecker, Nature, 260, 412, 1976.*
17. *K. Rolfs, Quiroga, Preprint, 1977.*
18. *A. Nelson, T. Matsuda, M. N. RAS, 179, 663, 1977.*
19. *J. Palous, Astron. Astrophys., 37, 361, 1980.*
20. *R. J. Tatbot, Ap. J., 235, 821, 1980.*
21. *R. W. Roberts, Ap. J., 158, 123, 1969.*
22. *Б. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, Астрофизика, 16, 73, 1980.*
23. *A. Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.*
24. *C. J. Lada, L. Blitz, B. G. Elmegreen, in "Protostars and Planets", ed. Gehrels, Arizona, 1978, p. 241.*
25. *L. S. Marochnik, Astrophys. Space sci., 1981.*
26. *M. J. Evans II, in "Protostars and Planets", ed. Gehrels, Arizona, 1978, p. 153.*
27. *A. G. W. Cameron, in "Protostars and Planets", ed. Gehrels, Arizona, 1978.*
28. *Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Письма АЖ, 1981.*
29. *И. С. Шкловский, Вселенная, жизнь, разум, изд: 5-ое, Наука, М., 1980.*
30. *H. A. Abt, S. G. Levy, Ap. J., Suppl. ser., 30, 273, 1976.*

УДК 524.3—36—333—332

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР, МАССЫ, РАДИУСЫ
И ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТЫРЕХ АМ-ЗВЕЗД

Л. С. ЛЮБИМКОВ, И. С. САВАНОВ

Поступила 21 сентября 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Методом моделей атмосфер по спектрам с высокой дисперсией исследованы Ам-звезды 68 Тау, 81 Тау, 16 Ог1 из скопления Гиады и Ам-звезда поля 15 Vul. Определены эффективная температура, ускорение силы тяжести, скорость микротурбулентности и содержание элементов в атмосфере. Путем сравнения с эволюционными расчетами найдены массы, радиусы, светимости и возрасты звезд.

«Металлические» или Ам-звезды составляют особую группу объектов с пекулярным химическим составом. Для выяснения природы этих звезд необходимы достаточно надежные сведения о химическом составе их атмосфер и о других характеристиках. Нами исследованы четыре звезды этого типа — 68 Тау, 81 Тау, 16 Ог1 и 15 Vul. Первые три принадлежат скоплению Гиады, а 15 Vul является звездой поля. Наблюдательный материал для 68 Тау, 81 Тау и 16 Ог1 был получен на 2.6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа фокуса куде. Дисперсия спектрограмм составляла от 4 до 12 А/мм. Для 15 Vul были использованы спектральные данные [1, 2], причем рассматривалась только синяя область спектра, где дисперсия равнялась 3—4 А/мм. Для анализа отбирались неблендированные линии.

Все расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1020 и ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории. Применялся описанный ранее метод анализа [3] с некоторыми усовершенствованиями. Вычисления были основаны на моделях атмосфер Куруча [4].

При определении эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$ и ускорения силы тяжести g использовались три критерия. Во-первых, мы сравнивали наблюдаемые и теоретические распределения энергии в синей области спектра. При этом вводилась поправка за поглощение в линиях. Поправку за межзвездное покраснение вводить не потребовалось, так как исследуемые звезды находятся на близком расстоянии ~ 40 пс. Во-вторых, сопоставлялись наблюдаемые и теоретические профили бальмеровских линий. В-треть-

их, рассчитывалось ионизационное равновесие по линиям Fe I — Fe II и Cr I — Cr II. Применение всех трех критериев повышает надежность определения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

При нахождении скорости микротурбулентности ξ_t нами были рассмотрены прежде всего линии Fe I. Они наиболее многочисленны в наших списках (использовано от 70 до 120 линий Fe I) и занимают довольно широкую область эквивалентных ширин. Кроме того, для них в настоящее время достаточно хорошо известны силы осцилляторов (см., например, [5]). Все линии Fe I были разбиты на несколько групп в зависимости от эквивалентной ширины W_λ . Искомое значение ξ_t должно было удовлетворять двум требованиям: 1) содержание железа $\varepsilon(\text{Fe})$, вычисленное по разным группам, не должно показывать систематического хода с ростом W_λ ; 2) отклонения в содержании железа для разных групп от окончательно принятой величины $\varepsilon(\text{Fe})$ не должны превышать среднеквадратичной ошибки. Аналогичная процедура была применена и к линиям Fe II и Ti II, если для рассматриваемой звезды имелось достаточное количество таких линий.

Найденные значения $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_t вместе с ошибками определения приведены в табл. 1.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТЫРЕХ Ам-ЗВЕЗД

Звезда	68 Tau	81 Tau	16 Ori	15 Vul
$T_{\text{эф}}$ (°K)	9300±100	8100±150	7900±100	8100±200
$\lg g$	3.75±0.15	4.1 ±0.2	4.35±0.15	3.5±0.2
ξ_t (км/с)	4.0 ±0.5	6.5 ±0.5	6.0 ±0.5	4.8±0.5
$\lg (M/M_\odot)$	0.40±0.05	0.25±0.04	0.19±0.03	0.41±0.10
M/M_\odot	2.5	1.8	1.55	2.6
$\lg (R/R_\odot)$	0.54±0.10	0.30±0.12	0.14±0.09	0.68±0.15
R/R_\odot	3.5	2.0	1.4	4.8
$\lg (L/L_\odot)$	1.91±0.22	1.19±0.27	0.83±0.20	1.94±0.34
L/L_\odot	81	15	6.7	87
t (10^6 лет)	400±150	900±500	250±250	400±200

После выбора модели атмосферы и определения скорости микротурбулентности мы нашли химический состав атмосфер исследуемых звезд. Расчет содержания большинства элементов был выполнен на основе уточненной шкалы сил осцилляторов [6]. Силы осцилляторов всех линий Fe I были приведены в оксфордскую систему [5]. Величина затухания γ вычислялась как функция оптической глубины и складывалась из радиационного затухания γ_{rad} , штарковского затухания γ_{st} и затухания γ_{vdw} , обуслов-

ленного силами ван-дер-Ваальса. При определении химического состава рассматривались преимущественно слабые линии, чтобы снизить влияние неточностей в ζ и ξ .

Различие в содержании элементов между Ам-звездами и Солнцем приведено на рис. 1. Здесь $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_* - \lg \varepsilon_{\odot} = \lg [N(El)/N(H)]_* - \lg [N(El)/N(H)]_{\odot}$, причем солнечное содержание $\lg \varepsilon_{\odot}$ соответствует принятой нами шкале сил осцилляторов. Характерной особенностью химического состава всех четырех Ам-звезд является избыток тяжелых элементов, который в среднем растет с увеличением атомного веса. У некоторых звезд обнаружены аномалии в содержании ряда легких элементов — дефицит C, Ca и Sc и избыток Na. Отметим, что пониженное содержание C для нескольких Ам-звезд с температурами $T_{\text{эфф}} = 9000\text{—}10000$ К получили недавно Лестер и Лейн [7]. Что касается дефицита Ca и Sc, то эта особенность может проявляться в заметной мере, по-видимому, лишь у достаточно холодных Ам-звезд (см. [8]).

Из рис. 1 видно, что увеличение содержания железа у Ам-звезд относительно Солнца оказалось небольшим — от 0.0 до 0.3 в логарифме. Вероятно, избыток Fe нельзя рассматривать как характерный признак «металлических» звезд.

На примере 68 Tau, 81 Tau и 16 Ogi можно убедиться, что даже в одном скоплении химический состав атмосфер разных Ам-звезд может существенно различаться. Из рис. 1 видно, что наиболее пекулярным оказался состав атмосферы 16 Ogi. Интересно, что эта звезда одновременно является и самой молодой из трех рассмотренных Ам-звезд в Гидах (см. таблицу).

Наши данные о содержании элементов в атмосферах 68 Tau, 81 Tau и 16 Ogi можно сравнить с результатами Смита [9], полученными для тех же звезд на основе приближенной методики. После приведения этих результатов в нашу систему сил осцилляторов выяснилось, что логарифм содержания элементов в [9] ниже наших оценок $\lg \varepsilon$ в среднем на 0.2 для 68 Tau и на 0.3—0.4 для более холодных Ам-звезд 81 Tau и 16 Ogi. Известна еще одна Ам-звезда в Гидах — 63 Tau, также исследованная методом моделей атмосфер [10]. Для этой звезды, имеющей температуру $T_{\text{эфф}} = 7750$ К, значения $\lg \varepsilon$ в [9] после исправления сил осцилляторов оказались ниже относительно [10] в среднем на 0.4—0.5. Таким образом, для указанных четырех Ам-звезд оценки содержания элементов у Смита [9] оказались систематически заниженными. Причина этого может заключаться в том, что Смит определял химический состав по кривым роста, но для вычисления последних применял модели атмосфер. Существенным недостатком этих моделей был неучет покровного эффекта. Это могло привести к заметному занижению температуры в моделях и, в конечном счете, к занижению определяемого содержания элементов.

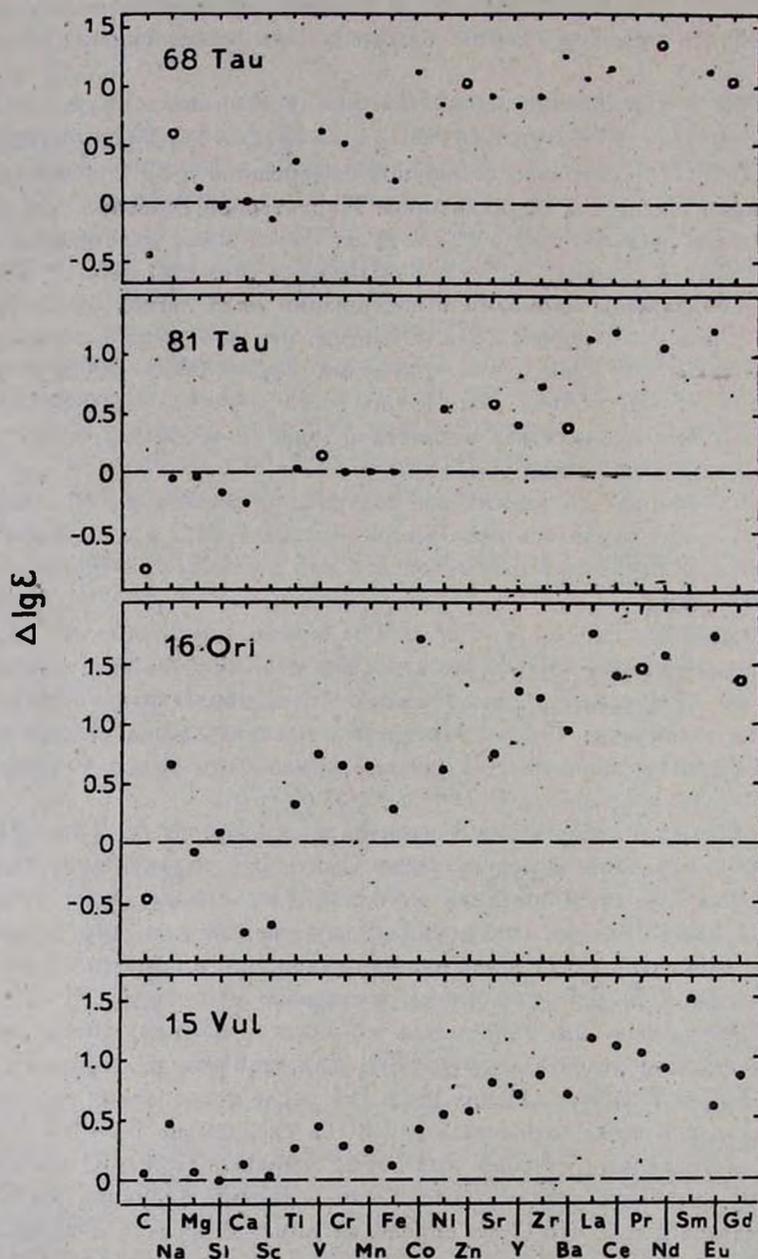


Рис. 1. Различия в химическом составе атмосфер АМ-звезд и Солнца. Штриховые линии соответствуют солнечному содержанию. Незаполненные кружки — результаты, полученные по одной спектральной линии.

Мы нашли массу M , радиус R , светимость L и возраст t исследованных звезд. Для этого были использованы результаты эволюционных вычислений [11], причем была выполнена интерполяция по исходному содержанию гелия Y и тяжелых элементов Z для значений $Y = 0.265$ и $Z = 0.025$, соответствующих первоначальному химическому составу Солнца. Найденные параметры M , R , L и t вместе с ошибками определения представлены в табл. 1. Отсчет возраста t проводился от главной последовательности нулевого возраста (ZAMS). Отметим, что основным источником неопределенности в M , R , L и t являются погрешности в $\lg g$.

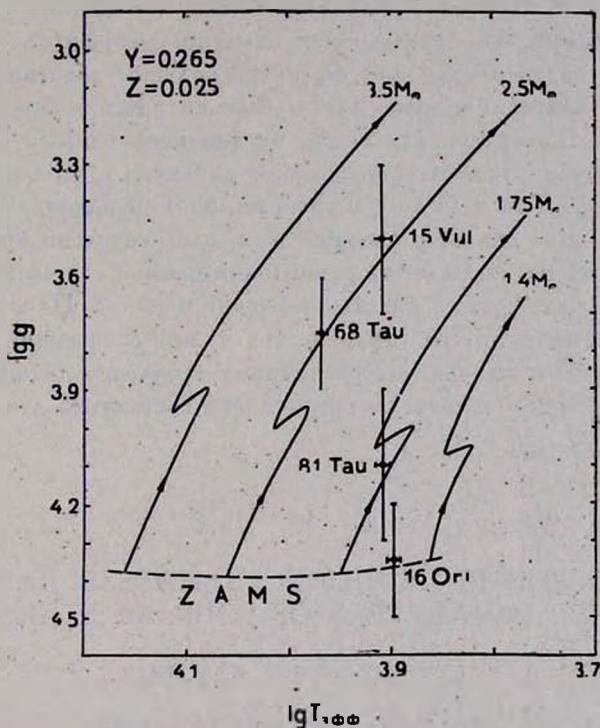


Рис. 2. Эволюционные треки для звезд с массами $1.4 M_{\odot}$, $1.75 M_{\odot}$, $2.5 M_{\odot}$ и $3.5 M_{\odot}$. Указано положение четырех исследованных Ам-звезд вместе с ошибками определения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$.

Судя по эволюционным трекам, приведенным на рис. 2, Ам-звезды 81 Тау и 16 Ори еще находятся на стадии горения водорода в ядре (хотя не исключено, что 81 Тау уже завершила этот этап развития). Их движение по трекам (то есть изменение $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$) происходит медленно, поэтому возраст t определяется с большой относительной ошибкой. С другой стороны, как видно из рис. 2, 68 Тау и 15 Вул уже прошли эту фазу и начали быстрый переход к стадии красных гигантов.

Из таблицы видно, что массы и возрасты 68 Tau и 15 Vul практически одинаковы, то есть эти две звезды являются весьма близкими в эволюционном отношении. Однако при этом аномалии химического состава у 15 Vul выражены менее заметно, чем у 68 Tau. В таком различии мы убедились, сравнив значения I_{Fe} , полученные по одним и тем же линиям. С помощью [11] можно показать, что звезде с массой $2.5-2.6 M_{\odot}$ требуется всего лишь около 6 млн. лет, чтобы пройти по треку путь от положения 68 Tau до положения 15 Vul (см. рис. 2), что намного меньше найденного для этих звезд возраста $t \approx 400$ млн. лет. На первый взгляд получается, что за очень короткое время $\Delta t \approx 6$ млн лет аномалии химического состава атмосферы Ам-звезды могут заметно уменьшиться. Такой вывод, если бы он подтвердился, мог бы иметь большое значение для понимания природы «металлических» звезд. Однако здесь можно выдвинуть два возражения. Во-первых, как видно из таблицы, ошибки определения M и t таковы, что допускают существенное различие в эволюционных параметрах между 68 Tau и 15 Vul. Во-вторых, 68 Tau принадлежит скоплению Гиады, а 15 Vul является звездой поля, следовательно при своем образовании эти звезды могли иметь разный химический состав (то есть разные Y и Z). Это тоже может усилить различие в M и t . По-видимому, необходимо исследовать другие Ам-звезды, уже отошедшие от главной последовательности и принадлежащие одному скоплению, чтобы выяснить возможность быстрого изменения химического состава их атмосфер.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE ATMOSPHERIC ABUNDANCES, MASSES, RADII AND OTHER PARAMETERS OF FOUR Am STARS

L. S. LYUBIMKOV, I. S. SAVANOV

On the basis of high dispersion spectra a model atmosphere analysis of the Hyades cluster Am stars 68 Tau, 81 Tau, 16 Ori and the field Am star 15 Vul has been fulfilled. Effective temperatures, surface gravities, microturbulent velocities and chemical composition of atmospheres were determined. Masses, radii, luminosities and ages of the stars were found using evolutionary calculations.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. R. Miczaika, F. A. Franklin, A. J. Deutsch, J. L. Greenstein, Ap. J., 124, 134, 1956.
2. K. O. Wright, E. K. Lee, T. V. Jacobson, J. L. Greenstein, Publ. Dom. Astrophys. Obs., 12, 173, 1964.

3. Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 62, 44, 1980.
4. R. L. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
5. D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons, M. N., 191, 445, 1980.
6. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крымской обс., 63, 66, 1981.
7. J. B. Lester, M. C. Lane, in "Les Etoiles de Composition Chimique Anormale du Debut de la Sequence Principale" (Liege Coll. No. 23), Liege. 1981, p. 475.
8. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 67, 3, 1983.
9. M. A. Smith, Astron. Astrophys., 11, 325, 1971,
10. E. Hundt, Astron. Astrophys., 21, 413, 1972.
11. J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. G. Gross, Ap. J. Suppl. ser., 40, 733, 1979.

УДК 524.33—13

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ WW Vul

Л. В. ТИМОШЕНКО, Г. К. ФИЛИПЬЕВ

Поступила 27 июля 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Приведены результаты фотоэлектрических *UBVR* наблюдений неправильной переменной *WW Vul*, полученные в течение сезонов 1978—1981 гг. и параллельных спектральных наблюдений в 1981 г., на 2-х метровом телескопе с дисперсией 94 А/мм у $H\gamma$. Во время наблюдений звезда большую часть времени была в активной фазе. Выявлены минимумы блеска различной глубины и продолжительности. Подтверждена двузначная зависимость между блеском и цветом. Получены спектры на разных уровнях блеска. В ослабленном блеске обнаружены изменения интенсивности линий водорода, кальция, $K\text{ Ca II}$, и появление ультрафиолетового избытка, которые отсутствуют на восходящей ветви и в максимуме блеска. На разных уровнях блеска светимость *WW Vul* различна. Ставится под сомнение гипотеза экранирования звезды пылевыми частицами.

1. *Введение.* Звезда *WW Vul* относится к быстрым неправильным переменным с неперiodическими ослаблениями блеска. Спектральный класс ее определен Хербигом [1]— $A3V$.

Звезда известна как переменная с 1926 г. [2]. Уже тогда была замечена ее характерная особенность — ослабления блеска. Это послужило основанием для попыток классифицировать *WW Vul* как затменную типа Алголя [3], а затем как $R\text{ CrB}$ [4]. Но накопленный фотометрический материал показал сложную картину переменности, включающую в себя как быструю переменность большой амплитуды, так и остановки блеска на несколько десятков суток. В итоге *WW Vul* стали относить к типу $RW\text{ Aur}$ [5], а предполагавшаяся принадлежность к ассоциации Del TI [6] привлекла к ней внимание, как к представителю молодых звезд. Однако, хотя Майнунгер [7] и показал, что ассоциация Del TI нереальна и окрестности звезды характеризуются нормальным законом межзвездного поглощения [8], переменная обладает набором свойств, характерных для объектов областей звездообразования. К ним можно отнести: быструю неправильную переменность в оптическом диапазоне, наличие ИК-избытка [9] и свидетельства его переменности [10], наличие переменной двухкомпонентной

эмиссионной линии H_{α} [11, 12] и, наконец, УФ-эксцесс, заподозренный Зайцевой в одном из минимумов блеска [13].

Настоящая работа посвящена анализу однородного фотоэлектрического материала и выявлению спектральных особенностей в диапазоне λ 3600 Å — 5000 Å на разных уровнях блеска WW Vul.

2. *Фотоэлектрические наблюдения.* Систематические фотоэлектрические измерения блеска переменной производились на горе Майданак в 1978—1981 гг. на телескопе АЗТ-14 (48 см). Использовались импульсные электрофотометры, реализующие систему, близкую к стандартной *UBVR* Джонсона.

Блеск WW Vul определялся по опорной звезде № 9 [8] и контролировался по звезде в $10'$ к востоку от опорной. Точность оценивалась сравнением опорной и контрольной звезд между собой с учетом различия их яркости с WW Vul. В зарегистрированном максимуме WW Vul среднеквадратичная ошибка равна 0^m03 , 0^m011 , 0^m010 и 0^m014 в *U*, *B*, *V* и *R*, соответственно. При минимальном блеске ($V = 12^m3$) значения ошибок следует увеличить в 2.7, 2.5, 2.2 и 2.4 раза.

Переменная измерялась один раз в ночь за исключением нескольких особых случаев. Подробное описание техники и методики наблюдений и таблицы с результатами фотоэлектрических измерений предполагается опубликовать отдельно [14].

Характер переменности звезды в период наблюдений иллюстрирует рис. 1. На рисунке приведены все полученные фотометрические данные. Точки соединялись между собой, если они получены в две соседние даты. Отличительной особенностью кривой блеска по нашим данным является преобладание ослаблений яркости различной глубины и продолжительности. Наиболее интересные из них выделены и пронумерованы. Встречаются ослабления блеска, имеющие сложную структуру (минимум № 6). Наблюдались и резкие минимумы продолжительностью $1^d - 2^d$ (например, минимум № 5).

В целом понижения блеска сопровождаются покраснением звезды. Но поведение показателей цвета при резких ослаблениях внушает подозрение о неоднозначной зависимости цвета от изменений блеска. Например, локальный минимум № 5 проявляет себя как «неселективный» в (*U—B*) и (*B—V*). А ослабление блеска № 3 сопровождается отчетливым увеличением всех трех показателей цвета. Интересен резкий минимум ($\Delta V = 0^m5$), наложившийся на широкое ослабление яркости № 1 в 1978 г. Он не сопровождался изменением (*B—V*) по отношению к соседним участкам кривой, а (*U—B*) даже слегка «приподнят». При этом, звезда в эту ночь измерялась еще дважды. Оказалось, что если в момент JD 2443719.21 WW Vul имела $V = 12^m87$, то при последующих измерениях

JD 2443791.34,...19.45 получены значения $V = 12^m.93$ и $12^m.94$. По-видимому, произошла остановка изменения блеска, по крайней мере, на 3—4 часа.

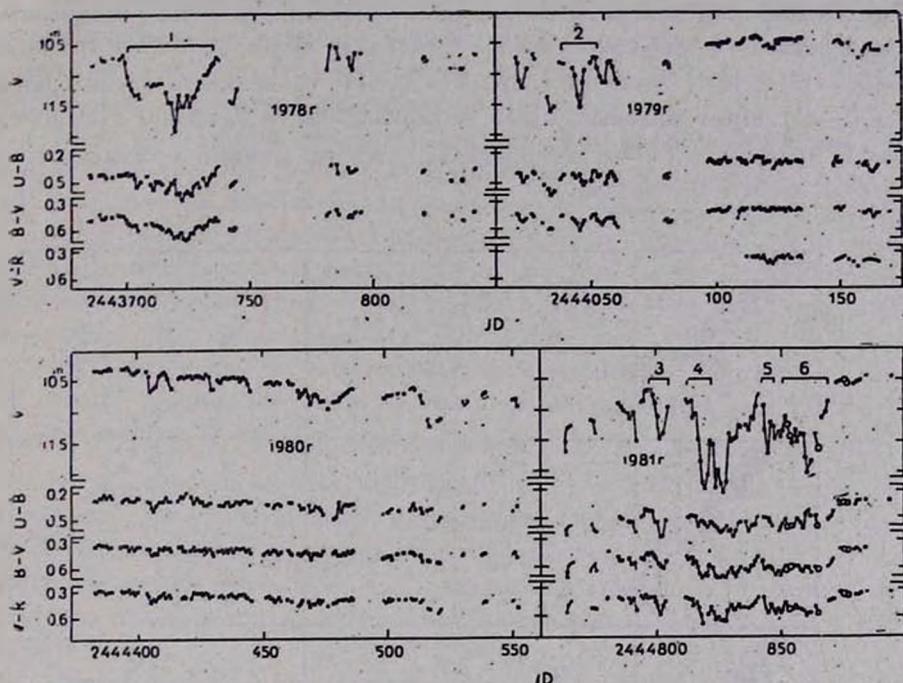


Рис. 1. Блеск WW Vul в 1978—81 гг. Открытые кружки «О» — совместные спектральные и фотометрические наблюдения 1981 г.

Наблюдения 1980 г. показали медленное уменьшение блеска WW Vul ($\sim 0^m.3$ за 100^d), на которое накладываются незначительные колебания ($\sim 0^m.1$) и неперiodические ослабления ($\Delta V \approx 0^m.3 - 0^m.5$). Таким образом, звезда в этот период показала долговременную переменность, соответствующую медленной компоненте ($\sim 100^d$), указанной в [8].

Для анализа связи индексов $(U-B)$, $(B-V)$ и $(V-R)$ с величиной V построены диаграммы (V — показатель цвета) (рис. 2). В левом вертикальном ряду диаграмм представлены зависимости цветов от блеска для всех наших данных в целом. Обращает на себя внимание большой разброс точек $(U-B)$, простирающийся широкой полосой вниз при ослабленном блеске переменной. Диаграмма для $(B-V)$ в общих чертах похожа на диаграмму $(U-B)$, но разброс точек в нижней части существенно меньше,

а на диаграмме $V-(V-R)$ в верхней части полоса даже шире, чем в нижней.

Чтобы уточнить общую зависимость показателей цвета от V , мы произвели усреднение всех цветовых индексов в пределах $\Delta V = 0^m.1$. Второй вертикальный ряд диаграмм на рисунке иллюстрирует связь усредненных колор-индексов с яркостью звезды. Отчетливо виден излом на графиках $V-(U-B)$ и $V-(B-V)$ на уровне $11^m.5$. Но зависимость на диаграмме $V-(V-R)$ имеет плавный изгиб в верхней части графика. Начиная с $V=11^m$ показатель $(V-R)$, в пределах ошибок, линейно изменяется с ослаблением блеска звезды.

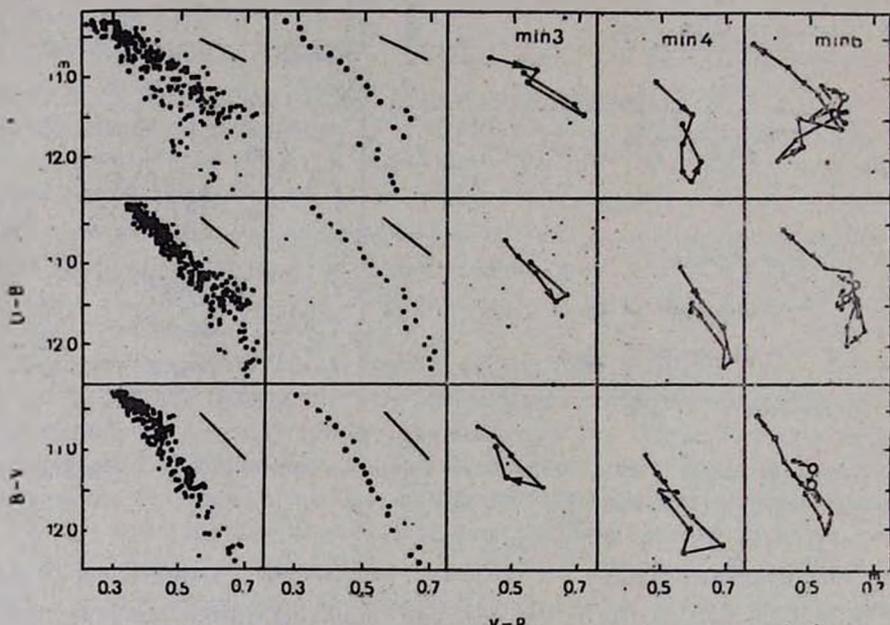


Рис. 2. Зависимости показателей цвета от величины V . Отрезки прямых — нормальный закон поглощения.

Справа на рис. 2 нанесены индивидуальные треки «величина-цвет» некоторых минимумов. Можно заметить, что наряду с ослаблениями блеска, сопровождающимися общим покраснением звезды, например минимум № 3, имеются минимумы с неоднозначной зависимостью между величиной V и цветом. В качестве примера показан минимум № 6; аналогичное поведение звезды и в минимуме № 1. В них звезда имеет избыток ультрафиолетового излучения в состоянии пониженного блеска по отношению к более яркому уровню, то есть звезда «голубеет». Для $(B-V)$ этот эффект выражен слабее и уже совсем не заметен для диаграмм $V-(V-R)$.

Минимум № 4, по-видимому, представляет собой промежуточный случай. Аналогично ведет себя звезда и в минимуме № 2, который на рис. 2 не показан.

3. *Спектральные наблюдения.* Спектральные наблюдения WW Vul проводились на 2-м телескопе Шемахинской астрофизической обсерватории в сентябре—октябре 1981 г. в фокусе Кассегрена, с помощью призменного спектрографа с обратной дисперсией 94 А/мм у H_7 .

Всего получено 18 спектрограмм WW Vul в фотографической области. Все спектры WW Vul и стандартной звезды, спектрального класса B9 [8], для каждой ночи фотографировались на одной и той же пластинке (Kodak 103a0) и обрабатывались в стандартных условиях. Полученные спектрограммы записаны в почернениях на саморегистрирующем микрофотометре «Лирефо» фирмы Карл Цейс с увеличением в 37.5 раза. Данные наблюдений приведены в табл. 1.

Из всего наблюдательного материала выбраны спектры, полученные на разных уровнях блеска: в ослабленном состоянии звезды 5.09.81 г. и 6.09.81 г. ($V = 11^m.4$), на восходящей ветви 23.09.81 г. ($V \approx 10^m.8$) и вблизи максимального блеска 29.09.81 г. ($V = 10^m.5$). По этим спектрам построены контуры водородных линий H_3 , H_7 , H_8 и линии К Ca II (рис. 3). На рисунке контуры линий приведены в долях интенсивности непрерывного спектра. Для сравнения в правой части рисунка представлены также контуры линий нормальной звезды спектрального класса A3V.

Общим свойством исследуемых линий является то, что контуры в минимуме блеска в среднем неплохо согласуются с контуром нормальной звезды A3V, хотя от спектра к спектру в течение ночи были замечены изменения. Эти изменения иллюстрируют контуры линий водорода на рис. 3, зарегистрированные 5.09.81 г. Быстрой переменности линий при повышенной яркости звезды совершенно не заметно, поэтому все остальные контуры показаны усредненными. Разберем в отдельности поведение каждой из рассматриваемых линий.

H_8 . В минимуме блеска 5.09.81 г. за один час, при неизменной глубине линии, эквивалентная ширина ее возросла от 7 А до 12 А (ошибка $\sigma \approx 2$ А). Эквивалентные ширины линий водорода и кальция представлены в табл. 2. На спектрах 23.09.81 г. и 29.09.81 г., полученных при подъеме блеска и в максимуме, контур линии H_8 заметно уже, чем в минимуме, а интенсивность меньше, чем у нормальной звезды A3V.

H_7 . При подъеме блеска и в максимуме линия заметно углубляется и очень сильно сужается. Среднее значение эквивалентной ширины в минимуме блеска $W_{cp} = 15$ А, а при подъеме блеска $W_{cp} = 10$ А. Соответ-

ственно уменьшилось и значение средней полуширины линии с 19 А до 13 А при ошибке измерения $\sigma \approx 1$ А.

Таблица 1

№ спектра	Дата	JD 2444...	Время экспозиции	UT (середина)
1	5.09.81	853	60 ^m	16 ^h 64 ^m
2	Std		20	17 49
3			60	18 43
4	6.09.81	854	30	16 21
5	Std		10	16 49
6			30	17 18
7	16.09.81	865	45	21 05
8	Std		20	21 50
9	23.09.81	871	30	16 42
10	Std		15	17 15
11			30	17 42
12			30	18 23
13			30	18 55
14	24.09.81	872	30	16 15
15	Std		15	16 47
16			60	17 45
17			20	18 20
18			40	18 55
19	28.09.81	876	15	15 53
20	Std		7	16 14
21	29.09.81	877	15	16 12
22	Std		8	16 31
23			20	16 55
24	13.10.81	891	15	15 32
25	Std		7	15 54
26			15	16 12

H_{β} . На восходящей ветви и в максимуме блеска WW Vul глубина линии значительно больше, чем у стандартной звезды. Полуширина также сильно уменьшается от 15 А в минимуме до 10 А ($\sigma \approx 1$ А) при повышении яркости до 10^{m5} в V. В минимуме блеска наблюдалась значительная переменность H_{β} . Так, на спектре № 2 5.09.81 г. интенсивность линии заметно уменьшилась и стала даже слабее H_{β} стандартной звезды A3V.

Таблица 2

Дата	№ спектра	$W_{H\beta}$ (А)	$W_{H\gamma}$ (А)	$W_{H\delta}$ (А)	$W_{KCa II}$ (А)
5.09.81	1	7.0	17.0	13.5	2.1
	2	12.0	14.0	10.5	1.6
6.09.81	1	9.0	14.0	10.4	1.6
	2	9.0	15.0	13.7	2.4
23.09.81	1	6.2	10.2	13.8	2.3
	2	6.2	9.0	11.4	3.0
	3	6.8	11.2	10.0	2.0
	4	6.1	10.0	9.5	1.9
29.09.81	1	9.9	13.0	11.5	1.5
	2	7.0	14.0	13.8	1.4

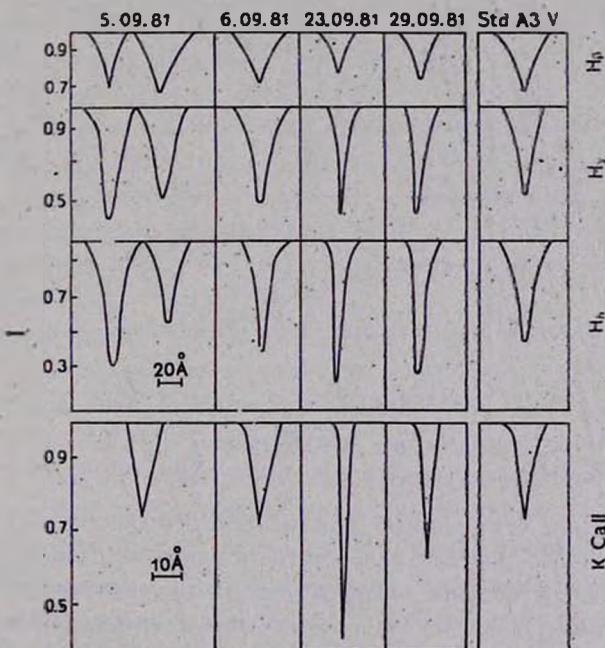


Рис. 3. Контуры линий водорода $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и ионизованного кальция $K Ca II$ на разных уровнях блеска.

K Ca II. Очень интересно поведение линии ионизованного кальция $K Ca II$. В минимуме блеска звезды она точно повторяет ход изменения $H\delta$. Существенные изменения ее произошли при подъеме блеска. Она, как $H\gamma$ и $H\delta$, значительно сузилась и сильно углубилась, при этом ее средняя

полуширина уменьшилась с 6.8 А до 3.5 А. В максимальном блеске линия остается такой же узкой, но глубина ее значительно уменьшилась по сравнению со спектрами при подъеме блеска.

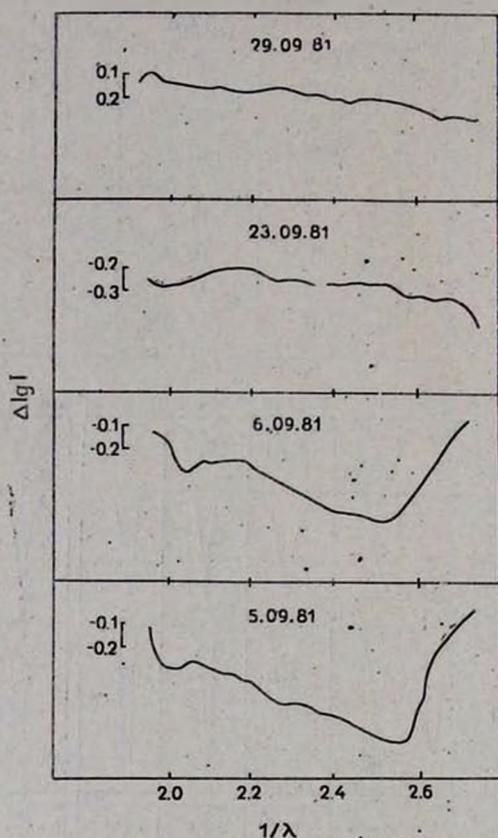


Рис. 4. Относительное распределение энергии WW Vul на разных уровнях блеска.

Рассмотрим усредненные кривые относительного распределения энергии, построенные по спектрам, соответствующим разным уровням блеска (рис. 4). На оси абсцисс отложены обратные значения длин волн $1/\lambda$, на оси ординат $\Delta \lg I$, значения которых определены с помощью выражения

$$\Delta \lg I_{\lambda} = \lg I_{\lambda}(\text{WW Vul}) - \lg I_{\lambda}(\text{std}). \quad (1)$$

Как видно из рис. 4, кривые, полученные для спектров в минимуме яркости, резко отличаются от кривых распределения энергии при подъеме блеска и в максимуме. Ввиду того, что стандартная звезда спектрального класса B9, т. е. горячее, чем WW Vul, на всех кривых виден наклон вправо-вниз, однако в минимуме он более крутой, чем при подъеме блеска и в максимуме. В то же время на кривых в минимуме блеска, начиная с

λ . 4000 А (или $1/\lambda = 2.5$), хорошо заметен подъем кривой в коротковолновой области. Такой подъем отсутствует на кривых распределения энергии на восходящей ветви и в максимуме блеска звезды.

В интервале длин волн λ . 4000 А — 4500 А подсчитана спектрофотометрическая температура WW Vul. Для стандартной звезды температура бралась равной $T_{std} = 15\,000^\circ$ [15]. Оценка температуры приводит к следующим результатам. Если в максимуме блеска $T_c \approx 14\,000^\circ$, что вполне соответствует спектрофотометрической температуре звезды спектрального класса А0—А3, то в минимуме, когда звезда была слабее на 1^m , температура также значительно ниже, $T_c \approx 8000^\circ$.

4. *Обсуждение.* Наиболее глубокое из зарегистрированных при фотоэлектрических наблюдениях ослабление блеска WW Vul [10] достигало значения $V = 12^m.62$. Если и существуют более глубокие минимумы то, вероятно, они случаются редко. Об этом же свидетельствуют и опубликованные ранее гистограммы [8, 16]. Не исключено, что истинный диапазон изменений блеска звезды порядка $2^m.5$ в V .

В работе [8] по интервалу 1962—71 гг. сделан вывод, что блеск звезды большую часть времени находится вблизи максимального. Ослабления ниже $V = 10^m.8$ редки (5% по гистограмме). Но в течение 4 лет наших наблюдений примерно 50% измерений дали значения ниже этого уровня. Анализ фотографических оценок блеска за 32 года [17] показал, что повышенная активность ($\Delta t \sim 10$ лет) сменяется периодами спокойного состояния продолжительностью 8—10 лет.

По нашим наблюдениям в сезоны повышенной активности локальные увеличения блеска обычно не превосходят уровень $V = 10^m.7$. На кривой блеска, опубликованной Рёссигером и Венцелем [8], видны «срывы» с уровня $V = 10^m.6$ — $10^m.7$ в многократные минимумы (сентябрь 1962 г. и август 1971 г.). Там же видно резкое прекращение активной переменности в начале августа 1967 г. и затем наблюдается спокойное состояние звезды на уровне $V = 10^m.5$. Смена активности по нашим данным в 1979 г. и 1981 г. также сопровождалась резким выходом на уровень $V = 10^m.5$. Можно заподозрить существование уровня неустойчивого состояния $V = 10^m.6$ — $10^m.7$. При яркости выше него звезда испытывает медленные изменения, на которые накладываются небольшие колебания и ослабления блеска (сезон 1980 г. на рис. 1).

Анализируя ход колор-индексов при изменениях блеска, отметим, что общий вид диаграмм $V - (V-R)$ отличается от других. Большой разброс точек и плавный изгиб зависимости $(V-R)$ от V (рис. 2) при $V = 10^m.3$ — $10^m.8$ наводит на мысль, что малоамплитудная переменность в R имеет несколько отличный характер от переменности в U и B .

В литературе [16, 18] сообщалось о сложной, двузначной связи между блеском и цветом ряда звезд, например, RY Tau, SU Aur, WW Vul, VX Cas, RZ Psc. В JD 2444853.2444854 WW Vul имела пониженную яркость, $V = 11^m 23, 11^m 44$. Этот уровень соответствует излому на диаграммах величина — цвет (рис. 2). Полученное распределение энергии в спектре звезды в эти даты (рис. 4) показывает значительный УФ-избыток, отсутствующий при повышенной яркости звезды. Сопоставление спектральных и фотоэлектрических данных свидетельствует, что резкое изменение характера зависимости на диаграммах $V-(U-B)$ и $V-(B-V)$ обусловлено именно УФ-избытком.

Сложная картина изменений водородных линий и линии K Ca II (рис. 3) свидетельствует о неоднородности физических процессов, ответственных за характер спектральной переменности.

Известно, что у большинства неправильных переменных с неперiodическими ослаблениями блеска линия H_α в эмиссии [11, 16]. В то же время, как отметил Колотиллов [12], контур H_β WW Vul согласуется с контуром этой линии нормальной звезды A0 V — A3 V, но с красной стороны ее заметна слабая эмиссия с $W_\lambda = 0.5 \text{ \AA}$. Отношение интенсивностей эмиссий $H_\alpha/H_\beta = 50$, откуда толщина оболочки $\tau_0(H_\alpha) > 100$.

В наших наблюдениях, если изменения эквивалентной ширины H_β в минимуме блеска (рис. 3) в какой-то мере можно объяснить вкладом эмиссии, которая временами заметно сужает линию, накладываясь на ее длинноволновую часть — спектр № 1 5.09.81 г., то другие линии водорода (H_γ, H_δ) из-за крутого бальмеровского декремента, вероятно, свободны от заметного влияния эмиссии. На отсутствие синхронности в изменениях разных линий водорода указывалось в работе [19] и для пекулярной звезды SU Aur.

Анализируя рис. 3, можно сказать, что на разных уровнях блеска класс светимости WW Vul различен. Если в минимуме блеска контуры водородных линий и линии ионизованного кальция достаточно хорошо согласуются с контурами линий в спектре звезды нижней светимости (IV—V класс), то в ярком состоянии эта звезда имеет спектр высокой светимости (II—III класс) с очень узкими и глубокими линиями.

Результаты детального исследования всего спектра, в том числе проведения количественной двумерной спектральной классификации предполагается опубликовать в дальнейшем.

В заключение сделаем некоторые выводы:

1. Амплитуда изменения блеска WW Vul $\Delta V = 2^m 5$. Повышенная активность наблюдалась в сезонах 1978, 79, 81 гг. Проявляется она при общем пониженном блеске звезды (ниже уровня $10^m 7$). В эти периоды

наблюдались минимумы различной глубины и продолжительности ($\Delta t = 1^a - 40^d$). Активная фаза обычно заканчивается выходом на уровень 10^{m5} .

Спектры WW Vul на разных уровнях блеска значительно отличаются друг от друга, что ставит под сомнение ранее предложенную гипотезу экранирования пылевыми частицами [8].

2. При глубоких ослаблениях блеска зарегистрировано влияние УФ-избытка на ход зависимостей ($U-B$) и ($B-V$) от V . На спектрах в минимуме блеска УФ-избыток хорошо виден и проявляется в виде резкого подъема кривой относительного распределения энергии, начиная с $\lambda 4000 \text{ \AA}$. При подъеме и в максимуме блеска УФ-избыток не заметен.

3. В минимуме блеска в течение ночи, от спектра к спектру, обнаружена переменность линий водорода за время ~ 1 час, на восходящей ветви и в максимуме блеска переменность не замечена.

4. В минимуме блеска водородные линии и линия K Ca II вполне соответствуют нормальной звезде A3 V, хотя распределение энергии характерно для более позднего класса F0—F2.

5. На восходящей ветви и в максимуме блеска сильно увеличилась глубина линий водорода и K Ca II, в то же время полуширина их заметно уменьшилась. Линии стали намного уже и глубже, чем у звезды A3 V, крылья линий практически не заметны. Очевидно, на разных уровнях блеска светимость звезды различна. В ослабленном состоянии — IV—V класс, в максимуме — II—III.

Авторы благодарят В. И. Кардополова и Э. А. Исмаилова за полезные советы и обсуждение результатов работы.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория
Астрономический институт
АН Узб.ССР

PHOTOELECTRIC AND SPECTRAL OBSERVATIONS OF WW Vul

L. V. TIMOSHENKO, G. K. FILIPYEV

The results of the photoelectric UBVR observations of the non-periodic variable star WW Vul obtained during the seasons of 1976—1981 and those of the spectral observations in 1981 with the 2-m She-makha telescope with the dispersion of 94 \AA/mm at H_1 are given. During the observations the star was mostly in the active phase. Light minima of different depth and durations have been revealed. The two-valued light-colour relation has been proved. Spectra have been obtai-

ned at different light levels. Some variations of the hydrogen, K Ca II line intensities and appearance of the ultraviolet excess (which are absent on the ascending arm and in the light maximum) have been found. On different levels of light, luminosity also differed. The hypothesis on dust particle eclipse is questionable.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, Trans. I.A.U., 8, 806, 1954.
2. L. Ceraski, Astron. Nachr., 288, 320, 1926.
3. Koyama, Kyoto Bull., No. 222, 1931.
4. F. Lauze, Astron. Nachr., 263, 114, 1937.
5. C Hoffmeister, Astron. Nachr., 278, 24, 1949.
6. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 36, 295, 1959.
7. L. Melnunger, MVS, 3, 137, 1966.
8. S. Rösstger, W. Wenzel, Astron. Nachr. 294, 29, 1972.
9. I. S. Glass, M. V. Penston. M. N., 167, 37, 1974.
10. Е. А. Кологилев, Г. В. Зайцева, В. И. Шемаврин, Астрофизика, 13, 449, 1977.
11. Г. В. Зайцева, Е. А. Кологилев, Астрофизика, 9, 185, 1973.
12. Е. А. Кологилев, Астрофизика, 13, 33, 1977.
13. Г. В. Зайцева, Кандидатская диссертация, Москва, 1974.
14. В. И. Кардополов, Г. К. Филипьев, ПЗ (в печати).
15. C. W. Allen, Astrophys. Quant., London, 193, 1955.
16. А. Ф. Пузач, Антивспыхивающие звезды, Препринт ИТФ, Киев, 1981.
17. Л. В. Тимошенко, Астрон. цирк., (в печати).
18. Л. В. Тимошенко, Астрофизика, 17, 519, 1981.
19. Л. В. Тимошенко, Цирк. ШАО, 72, 1983.

УДК 524.33—13

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ V 1057 ЛЕБЕДЯ

А. В. ОСКАНЯН м.л.

Поступила 1 декабря 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Приводятся результаты фотоэлектрических UBV и H_{α} наблюдений 1057 Лебеда за период 1978—1981 гг. Показано, что ослабление блеска звезды в полосах B и V происходит волнообразно с характерным временем больше 200 суток. В среднем скорость уменьшения блеска за период 1979—1981 гг. несколько увеличилась, по сравнению с периодом 1976—1979 гг. В полосе U и линии H_{α} наблюдается неправильная переменность блеска.

Электрофотометрические наблюдения звезды V 1057 Лебеда в стандартных полосах U , B , V , а также в полосах H_{α} и r проводились с июля 1978 г. по октябрь 1981 г., на телескопе АЗТ-14 Бюраканской астрофизической обсерватории.

Полоса r осуществлялась с помощью стеклянных светофильтров, суммарная полуширина полосы пропускания которых 280 Å ($C3C21+3C8+$ + $\Phi Э У - 79$), с максимумом пропускания на 6550 Å и коэффициентом пропускания 43%, а полоса H_{α} —интерференционным фильтром с полушириной полосы пропускания 12 Å, максимумом на 6563 Å и коэффициентом пропускания 60%. Такой выбор полос пропускания позволяет определить величину α , пропорциональную эквивалентной ширине линии H_{α} :

$$\alpha = m_{H_{\alpha}} - m_r = -2.5 \lg \frac{I_{H_{\alpha}}}{I_r} + C,$$

где $I_{H_{\alpha}}$ и I_r —числа импульсов, проходящих от звезды в полосах H_{α} и r за единицу времени.

В качестве звезд сравнения наблюдались звезды № 5 и № 13 из списка Ландольта [1] фотоэлектрических стандартов в районе V 1057 Лебеда.

Фотометрирование переменной звезды и звезд сравнения во всех фильтрах производилось преимущественно один раз в течение ночи, когда звезда находилась недалеко от меридиана. Иногда наблюдения повторя-

лись несколько раз в течение ночи. Изредка велось непрерывное патрулирование переменной в фильтре H_{α} , с целью обнаружения возможных вспышек в линии H_{α} .

Основные результаты наблюдений, усредненные за каждый наблюдательный сезон, приведены в табл. 1.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ БЛЕСКА V 1057 ЛЕБЕДЯ ЗА РАЗНЫЕ
НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СЕЗОНЫ

Дата	U	B	V	r	H_{α}	$U-B$	$B-V$	α
1978	13.64	12.47	10.88	8.38	13.53	1.17	1.59	5.15
1979	13.73	12.68	11.00	8.46	13.41	1.05	1.68	4.95
1980	14.15	12.87	11.14	8.60	13.60	1.29	1.72	5.00
1981	14.33	13.10	11.33	8.75	13.57	1.22	1.77	4.82

Среднеквадратические отклонения для величин, приведенных в табл. 1, соответственно равны: $\sigma_U = 0^m06$, $\sigma_B = 0^m01$, $\sigma_V = 0^m006$, $\sigma_r = 0^m004$, $\sigma_{H_{\alpha}} = 0^m05$.

Из таблицы видно, что блеск звезды и после 1978 г. продолжает постепенно уменьшаться во всех исследованных полосах. Общее уменьшение блеска в полосах U , B , V , r и H_{α} за четыре года составило: $\Delta U = 0^m69$, $\Delta B = 0^m64$, $\Delta V = 0^m45$, $\Delta r = 0^m38$, $\Delta H_{\alpha} = 0^m04$.

Для более полного отображения картины изменения блеска V 1057 Лебедя за последние годы, на рис. 1 приведены кривые блеска в полосах U , B , V , r , H_{α} , а также величины α , начиная с 1976 г. Данные за 1976 г. и 1977 г. взяты из работ [2—4]. Кроме того использованы фотозлектрические наблюдения Хоппа [5] за 1979 г.

Общая картина изменения блеска V 1057 Лебедя в различных спектральных областях осталась прежней: уменьшение блеска звезды происходит тем быстрее, чем короче средняя длина волны спектральной полосы, в которой производились наблюдения. Эта закономерность распространяется и на полосу r , в которой падение блеска происходит несколько медленнее, чем в полосе V . От общей картины отличается изменение блеска в линии H_{α} , где блеск практически не изменился за весь наблюдательный период, несмотря на то, что за это время непрерывный спектр вокруг H_{α} (полоса r) уменьшился на 0^m4 . Этому соответствует уменьшение величины α , т. е. эквивалентной ширины линии H_{α} . К сожалению, не имеется параллельных спектральных наблюдений звезды, которые позволили бы более точно определить характер изменения линии H_{α} .

В 1979 г. V 1057 Лебеда была несколько ярче в H_{α} , чем в другие годы, чему соответствует уменьшение α больше ожидаемого, так как не обнаружено никаких изменений непрерывного спектра в этой области. Хотя это отклонение не больше $3\sigma_{H_{\alpha}}$, оно все же кажется реальным, так как в этом году блеск звезды был ярче ожидаемого и в полосе U.

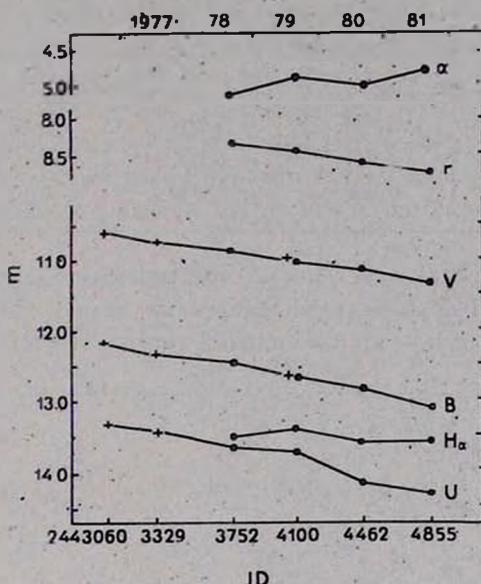


Рис. 1. Кривые блеска V 1057 Лебеда за период 1976—1981 гг. Крестиками обозначены наблюдения других авторов.

Во всех полосах, начиная с 1979 г., блеск звезды стал несколько быстрее уменьшаться, чем за период 1976—1979 гг. В табл. 2 приведены значения скорости уменьшения блеска за 100 дней, рассчитанные за периоды 1976—1979 гг. и 1979—1981 гг., и средняя скорость за период 1976—1981 гг.

При сравнении значения средней скорости падения блеска за период 1976—1981 гг. с соответствующими данными Цветкова [6] за период 1973—1975 гг. видно, что в отличие от полосы V, в которой не произошло изменений скорости падения блеска, в полосах B и U это изменение составило соответственно 0.017 и 0.023 звездных величин за 100 дней. Такое изменение скорости падения блеска в разных полосах приводит к уменьшению наклона кривой зависимости U—B, B—V для V 1057 Лебеда. Последнее согласуется с изменением наклона кривой цветов для звезд типа 1b в интервале значений B—V от 0^m.2 до 0^m.8 на диаграмме U—B, B—V (рис. 2).

На рис. 2 приведена диаграмма $U-B$, $B-V$ для V 1057 Лебеда. Данные для звезд типов Ib и V взяты из работы [7]. На диаграмме сплошной линией нанесена зависимость цветов для звезд типа Ib, а прерывистой —

Таблица 2
СКОРОСТИ ПАДЕНИЯ БЛЕСКА V 1057 ЛЕБЕДЯ В
РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОСАХ

Период	Скорость падения блеска (звездных величин за 10 U дней)		
	U	B	V
1976—1979	0.035	0.037	0.045
1979—1981	0.044	0.057	0.079
1976—1981	0.038	0.049	0.057

для звезд главной последовательности, крестиками обозначены средние значения цветов V 1057 Лебеда, определенные из наблюдений Колотилова [2], а треугольниками — из наблюдений автора. Прямая линия с наклоном

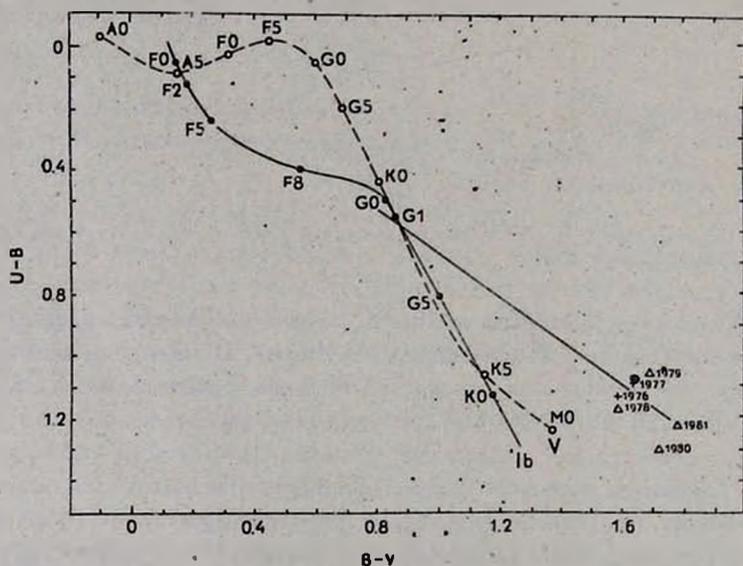


Рис. 2. Диаграмма $U-B$, $B-V$ для V 1057 Лебеда. Сплошной линией нанесена зависимость цветов для звезд типа Ib, прерывистой — для звезд главной последовательности.

ном $E(U-B)/E(B-V) = 0.72$ указывает на направление смещения цветов из-за стандартного межзвездного поглощения. Величина покраснения $E(B-V)$ в направлении V 1057 Лебеда колеблется по наблюдениям раз-

ных авторов от 1^m08 до 0^m95 [8, 2]. По нашим наблюдениям значения цветов V 1057 Лебеда, исправленные за стандартное поглощение с покраснением $E(B-V) = 1^m0$, приводят к спектральному классу G 0Ib.

В 1978 г. было заподозрено существование периодических колебаний блеска звезды с периодом около 200—250 дней [9]. Имеющиеся в нашем распоряжении данные позволяют более подробно рассмотреть этот вопрос. Для этой цели все наблюдения, полученные в интервалах 20 дней, были усреднены с целью уменьшения естественного разброса наблюдаемых значений блеска. Хотя вес полученных таким образом точек не одинаков из-за разного числа наблюдательных данных за эти интервалы, усреднение не повлияет на заподозренный Колотиловым [9] период, так как он на порядок больше. Полученными таким образом точками построена кривая блеска в полосе V (рис. 3). Из рисунка видно, что ослабление блеска происходит

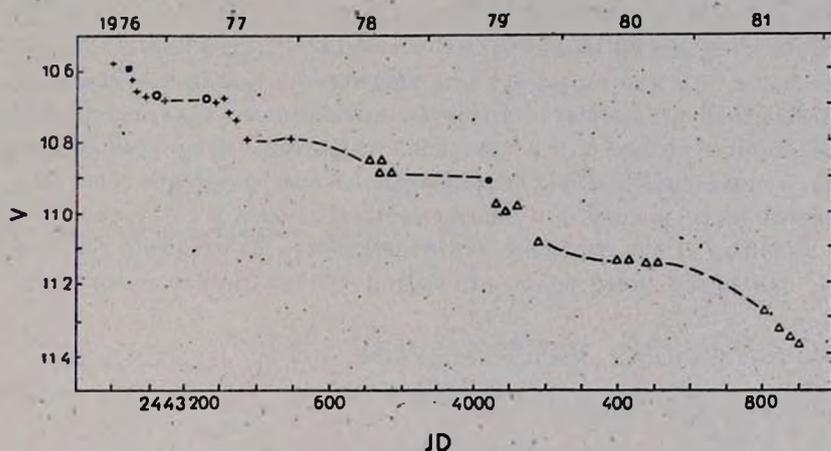


Рис. 3. Сводная кривая блеска V 1057 Лебеда за период 1976—1981 гг. в полосе V. Каждая точка является средним значением наблюдений, выполненных в интервале 20 дней (+ — Колотилов, ■ — Волин, ○ — Ландольт, ● — Хопп, ▲ — Осканиян).

неравномерно и имеет волнообразный характер с амплитудой около 0^m05 . В некоторые наблюдательные периоды блеск звезды оставался почти неизменным, как в 1980 г., а в некоторые — изменился почти на 0^m1 , как в 1981 г. Такая картина изменения блеска повторяется и в полосе B. В полосе U обнаружение таких волнообразных изменений затруднено из-за очень большого разброса точек, достигающего до 0^m4 . Причиной такого большого разброса, как будет показано ниже, является быстрая неправильная переменность звезды V 1057 Лебеда в полосе U.

Для определения существования более быстрой неправильной переменности (в течение суток) в полосе U и линии H α проделан следующий ана-

лиз. По всем наблюдениям рассчитаны среднеквадратические отклонения точек кривых блеска в полосах U и H_α , для V 1057 Лебеда ($\sigma_U^{1057} = 0^m31$, $\sigma_{H_\alpha}^{1057} = 0^m26$) и звезд сравнения ($\sigma_U = 0^m12$, $\sigma_{H_\alpha} = 0^m13$). Сопоставление этих отклонений с отклонениями, обусловленными только точностью наблюдений, полученных из специально для этой цели организованных наблюдений стандартных звезд ($\sigma_U^{ST} = 0^m10$, $\sigma_{H_\alpha}^{ST} = 0^m12$), показывает, что σ_U и σ_{H_α} примерно равны σ_U^{ST} и $\sigma_{H_\alpha}^{ST}$ ($\sigma_U - \sigma_U^{ST} = 0^m02$, $\sigma_{H_\alpha} - \sigma_{H_\alpha}^{ST} = 0^m01$), тогда как σ_U^{1057} и $\sigma_{H_\alpha}^{1057}$ на порядок больше σ_U^{ST} и $\sigma_{H_\alpha}^{ST}$ ($\sigma_U^{1057} - \sigma_U^{ST} = 0^m21$, $\sigma_{H_\alpha}^{1057} - \sigma_{H_\alpha}^{ST} = 0^m14$). Вышесказанное указывает на то, что повышенные значения σ_U^{1057} и $\sigma_{H_\alpha}^{1057}$ для V 1057 Лебеда, по-видимому, обусловлены переменностью звезды в соответствующих полосах.

Корреляция между изменениями в полосе U и линии H_α в основном не замечена, хотя в некоторых случаях увеличению блеска в U соответствовало уменьшение величины α . Было бы естественнее искать корреляцию между блеском в полосе U и величиной α с некоторым временным опозданием, но, к сожалению, имеющиеся данные не позволяют этого сделать.

Переменность в полосе U впервые была замечена Колотилковым [1]. По его мнению, за эту переменность ответственно избыточное голубое излучение, обнаруживаемое по спектрофотометрическим наблюдениям.

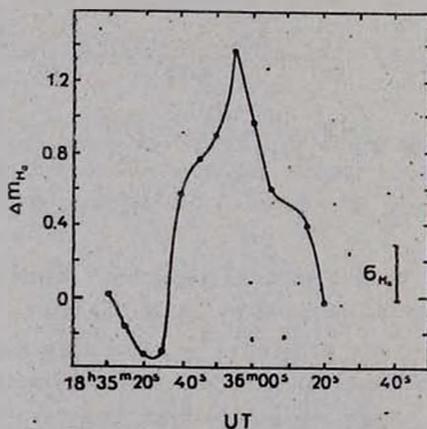


Рис. 4. Кривая блеска вспышки в фильтре H_α 7.10.1978 г., $\Delta m_{H_\alpha} = 1^m4$.

Эффективное время патрулирования вспышек в линии H_α составляет всего 8.3 часа. За это время была обнаружена одна вспышка, произошедшая 7 октября 1978 г. в UT 18^h36^m . Амплитуда вспышки $\Delta m_{H_\alpha} = 1.4$,

продолжительность 40 секунд, интегральная энергия вспышки $P = 0.625$ мин [10]. Кривая блеска вспышки приведена на рис. 4. Вероятнее всего вспышка произошла именно в линии H_α , так как в противном случае придется предположить, что блеск звезды в полосе γ увеличился примерно на такую же величину, что менее вероятно. При предположении, что вспышка произошла только в линии, величина α для максимума вспышки соответствовала бы значению, при котором эмиссионная компонента должна была полностью залить линию поглощения.

Выводы:

1. В период 1978—1981 гг. продолжалось ослабление блеска V 1057 Лебеда, причем в 1979—1981 гг. несколько быстрее, чем в 1976—1979, гг.
2. В полосах B и V ослабление блеска имеет волнообразный характер с амплитудой около $0.^m05$ и характерным временем больше 200 суток.
3. В полосе U и линии H_α , наблюдается неправильная переменность с характерным временем около суток.
4. Эквивалентная ширина линии H_α увеличивалась параллельно ослаблению непрерывного спектра.
5. 7.10. 1978 г. наблюдалась вспышка в линии H_α .

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE RESULTS OF PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF V 1057 CYGNI

A. V. OSKANIAN jr.

The results of photoelectric UBV and H_α observations of V 1057 Cyg accomplished during 1978—1981 are presented. It is shown that the brightness of the star in B and V bands diminishes in waves, having a characteristic time of more than 200 days. The mean rate of brightness decrease during 1979—1981 has increased in comparison to that during 1976—1979. An irregular change of brightness is observed in the U band and H_α line.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. U. Landolt, P. A. S. P., 86, 379, 1975.
2. Е. А. Колотилов, Диссертация, 1978, стр. 141—142.
3. G. Welin, IBVS, No. 1195, 1976.
4. A. U. Landolt, P. A. S. P., 89, 704, 1977.
5. U. Hopp, M. Kiehl, S. Witzigmann, IBVS, No. 1637, 1979.

6. *M. K. Tsvetkov*, IBVS, No. 1120, 1976.
7. *P. M. FitzGerald*, *Astron. Astrophys.*, 4, 234, 1970.
8. *G. H. Herbig*, *Ap. J.*, 217, 639, 1977.
9. *Е. А. Кологилос*, *Астрон. цирку.*, № 984, 1978.
10. *A. D. Andrews, P. F. Chugainov, R. E. Gershberg, V. S. Oskanian*, IBVS, No. 326, 1969.

УДК 524.312—74

МАКРОСТРУКТУРА НЕПРЕРЫВНЫХ СПЕКТРОВ ГОРЯЧИХ
ЗВЕЗД В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ ПО ДАННЫМ ОАО-2

С. С. РУСТАМБЕКОВА

Поступила 5 января 1982

Принята к печати 8 февраля 1983

На основании данных ОАО-2 было установлено наличие депрессии в ультрафиолете непрерывных спектров у 22 горячих звезд среди 134 проанализированных. Депрессия приходится, главным образом, на область 2200—2400 Å. Однако длина волны $\lambda_{\text{дпх}}$, соответствующая максимуму депрессии, испытывает дрейф в сторону коротких волн по мере перехода к звездам более ранних классов. Ошибки в учете влияния межзвездного поглощения не влияют на окончательные выводы относительно наличия или отсутствия депрессии. Полученные результаты подтверждают ранее сделанный вывод о том, что депрессия в ультрафиолете непрерывных спектров является довольно распространенным явлением среди горячих звезд и что эту депрессию можно считать чувствительным индикатором наличия околос звездных облаков у этих звезд.

1. *Введение.* Ранее, на основе наблюдательного материала Ориона-2, был сделан вывод о существовании депрессии в непрерывных спектрах 26 горячих звезд в области 2400 Å и шириною порядка 200 Å [1]. Эта депрессия и обусловленное ею наблюдаемое разнообразие в макроструктуре непрерывных спектров в ультрафиолете горячих звезд может быть объяснено, как это было показано в [2], наличием околос звездных облаков вокруг этих звезд. Было найдено также разумное объяснение тому очевидному факту, почему эти околос звездные облака не проявляют себя в оптическом диапазоне.

В связи с этим возникает вопрос: в какой мере это свойство — наличие депрессии в ультрафиолете — присуще и другим горячим звездам, наблюдаемым к тому же другими орбитальными обсерваториями, в частности, ОАО-2.

Настоящая работа преследует эту цель: изучить на основе данных ультрафиолетового каталога ОАО-2 [3, 4] макроструктуру спектров 134 горячих звезд классов O—A с тем, чтобы можно было дать однозначный ответ на вопрос о наличии или отсутствии околос звездного облака вокруг

каждой из них. В нашем анализе были использованы монохроматические потоки в абсолютных единицах ($\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{А}^{-1}$) при спектральном разрешении порядка 22 А в области длин волн 3600—1850 А. Список всех рассмотренных нами звезд приведен в табл. 1. В эту таблицу не вошли все двойные системы.

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД, НАБЛЮДЕННЫХ ОАО-2

HD	Спектр	$E(B-V)$	Об- лако	HD	Спектр	$E(B-V)$	Об- лако
1	2	3	4	1	2	3	4
66811	O5f—O4f	+0.05	нет	111123	B0.5 III	+0.05	нет
48099	O5.5, O6.5 V	+0.27	есть	143275	B0.5 IV	+0.16	есть
199579	O6, O6.5 III	+0.37	"	24398	B1 Ib	+0.31	"
210839	O6 f	+0.56	"	36695	B1 V	+0.00	нет
135591	O7 I	+0.21	"	40111	B1 Ib	+0.13	есть
24912	O7.5	+0.33	нет	44743	B1 II—III	+0.03	нет
47839	O7, O8 III f	+0.06	"	46328	B1 III	+0.02	"
36861/2	O8 III f	+0.12	"	116658	B1 V	+0.04	"
203064	O8 V n	+0.28	есть	118716	B1 III	+0.05	"
193322	O9 V, O8.5 III	+0.41	"	122451	B1 III	+0.04	"
214680	O9 V, O8 III	+0.11	нет	147165	B1 III	+0.39	есть
37043	O9 III	+0.05	"	187879	B1 III	+0.22	"
30614	O9.5 Ia	+0.39	есть	200310	B1 V n	+0.01	"
36485/6	O9 5 I—II	+0.05	нет	205021	B1 III	+0.04	нет
37468	O9.5 V	+0.06	"	127972	B1.5 Vn	+0.06	"
37742/3	O9.5 Ib	+0.06	"	129056	B1.5 III	+0.06	"
38666	O9.5 IV—V	+0.02	"	141637	B1.5 V n	+0.19	есть
149757	O9.5 Vn	+0.31	"	151890	B1.5 IV	+0.03	нет
188209	O9.5 Ia	+0.20	"	158 26	B1.5 IV	+0.03	"
209975	O9.5 Ib	+0.36	есть	160578	B1.5 III	+0.04	"
36512	B0 V	+0.04	нет	190603	B1.5 Ia	+0.72	есть
37128	B0 Ia	+0.05	"	886	B2 IV	+0.01	нет
149438	B0 V	+0.05	"	3360	B2 IV	+0.05	"
202214	B0 V	+0.41	есть	35468	B2 I:I	+0.02	"
24760	B0.5 III	+0.10	нет	52089	B2 II	+0.00	"
34816	B0.5 IV	+0.01	"	120307	B2 IV	+0.02	"
35411	B0.5 Vn	+0.11	"	121743	B2 IV	+0.03	"
36822	B0.5 IV—V	+0.11	"	121790	B2 IV—V	+0.04	"
38771	B0.5 Ia	+0.05	"	132058	B2 III	+0.02	"
108248/9	B0.5 IV	+0.01	"	135504	B2 IV—V	+0.06	"

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
142669	B2 IV—V	+0.04	нет	214923	B8 V	+0.02	нет
145482	B2 V	+0.08	"	222173	B8 V	+0.00	"
148605	B2 V	+0.17	"	34085	B8 Ia	+0.03	"
148703	B2 III	+0.08	"	42525	B9	+0.04	"
151985	B2 IV	+0.03	"	177724	B9 V—A0 V _n	+0.02	"
40494	B2.5 IV	+0.04	"	185882	B9.5 III	+0.03	"
44402	B2.5 IV	+0.04	"	202850	B9 I ab	+0.21	"
42087	B2.5 Ib	+0.35	есть	218945	B9 II—V	+0.04	"
121263	B2.5 IV	+0.00	нет	14055	A0 V—A1 V	+0.00	"
125238	B2.5 IV	+0.04	"	29305	A0 III	+0.08	"
143118	B2.5 IV	+0.00	"	47105	A0 IV—A1 IV	+0.00	"
177003	B2.5 IV	+0.03	"	80007	A0 III	-0.02	"
195556	B2.5 IV	+0.13	есть	139006	A0 V	-0.01	"
32630	B3 V	+0.02	нет	172157	A0 V	+0.01	"
41753	B3 IV—V	+0.05	"	15308	A2 V, A3 V _n	-0.05	"
42560	B3 IV	+0.03	"	40183	A2 V	-0.03	"
120315	B3 V	+0.01	"	197345	A2 Ia	+0.19	есть
112078	B4 V _n	+0.03	"	2262	A3 V	-0.03	нет
4727	B5 V	+0.01	"	38678	A3 V _n	+0.02	"
22928	B5 III	+0.04	"	50019	A3 III, A2.5 III	+0.03	"
58350	B5 Ia	+0.13	"	102647	A3 V	+0.01	"
130807	B5 III—IV	+0.02	"	216956	A3 V	+0.00	"
147394	B5 IV	+0.01	"	43915	A1 V	-0.02	"
199081	B5 V	+0.02	"	95418	A1 V	-0.04	"
39844	B6 V	-0.01	"	5448	A5 V	-0.03	"
43285	B6 V	+0.00	"	13161	A5 III	-0.01	"
125288	B6 Ib	+0.19	есть	39060	A5 III	+0.10	"
155763	B6 III	+0.03	нет	50241	A5 V	+0.07	"
6811	B7 III—V	+0.01	"	184006	A5 V _n	-0.01	"
35497	B7 III	-0.01	"	8538	A5 V	-0.02	"
57901	B7 V, B8 V	+0.00	"	11636	A5 V _m	+0.13	*
209952	B 7 IV	+0.00	"	159561	A5 III	+0.00	"
43107	B8 V	+8.03	"	39014	A7 V	+0.00	"
19356	B8 V	+0.05	"	127762	A7 III	-0.05	"
47670	B8 III	-0.01	есть	203280	A7 IV—V	+0.02	"
89080	B8 III	+0.00	нет	31964	A8 Ia	+0.46	"
173300	B3 III	+0.00	"				

Сущность нашего анализа сводится к следующему. Сперва данные ОАО-2 для рассмотренной звезды наносятся на график в виде кривой зависимости наблюдаемого потока, нормированного на 3200 А, от длины волны; при этом наблюдаемые потоки исправляются за межзвездное поглощение по известной или найденной величине $E(B-V)$ и общепринятой зависимости X_λ от $E(\lambda - V)/E(B-V)$ [5]. Затем эта кривая сопоставляется с теоретическим распределением, вычисленным Курукзом [6] на основе моделей атмосфер и наиболее подходящей к параметрам рассмотренной звезды (T_{eff} и $\lg g$). В зависимости от того, в какой мере эти кривые сходятся или расходятся в области $\lambda \sim 2400$ А, можно и делать вывод об отсутствии или наличии облака вокруг данной звезды.

2. *Звезды без околосветных облаков.* В табл. 1 сведены основные данные для исследованных звезд: номера по каталогу HD; спектральные классы; найденные или вычисленные величины $E(B-V)$, использованные при введении поправки за межзвездное поглощение. В последнем столбце таблицы дается полученный нами основной результат: есть околосветное облако вокруг данной звезды или нет. Судя по этим данным, в случае 112 звезд депрессии в непрерывном спектре не наблюдаются, и, следовательно, эти звезды не должны иметь вокруг себя облака, во всяком случае доступные обнаружению «методом депрессии». Это означает, что наблюдаемые распределения энергии в спектрах этих звезд, исправленные за влияние межзвездного поглощения, находятся в согласии с теоретическими моделями, соответствующими данному спектральному классу и классу светимости, на всем протяжении спектра, в том числе и в области ~ 2400 А.

3. *О влиянии межзвездного поглощения на величину депрессии.* Вывод о существовании или отсутствии депрессии на $\lambda \sim 2400$ А у той или иной звезды делается нами по результатам сопоставления исправленного за влияние межзвездного поглощения распределения с теоретической моделью. В связи с этим возникает вопрос: а не могут ли случайные ошибки или неточности в определении $E(B-V)$ привести к образованию мнимой депрессии в одних случаях или к утере реально существующей депрессии в других? Чтобы ответить на этот вопрос, нами проанализированы распределения энергии в спектрах трех звезд для случаев произвольно взятых отклонений $E(B-V)$ вокруг найденных из наблюдений величин. Во всех случаях выводы оказались поразительно устойчивыми: констатация самой депрессии не зависит от ошибок в определении $E(B-V)$.

Эти три звезды суть: HD 209975 (09.5 Ib, HD 147165 (B1 III) и HD 195556 (B 2.5 IV) (рис. 1). В случае первой из них исправленное для существующего значения $E(B-V) = 0^m36$ распределение энергии во всем интервале от 2000 А до 3800 А достаточно хорошо согласуется с моделью

при 25000° и $\lg g = 3$, и при этом четко выделяется не очень сильная депрессия в области 2100—2300 Å. При сопоставлении с моделью $T_{\text{eff}} = 30000^\circ$ эта депрессия становится более ощутимой. Если же мы берем для $E(B-V)$ значение несколько меньшее, скажем $0^m.33$, то распределе-

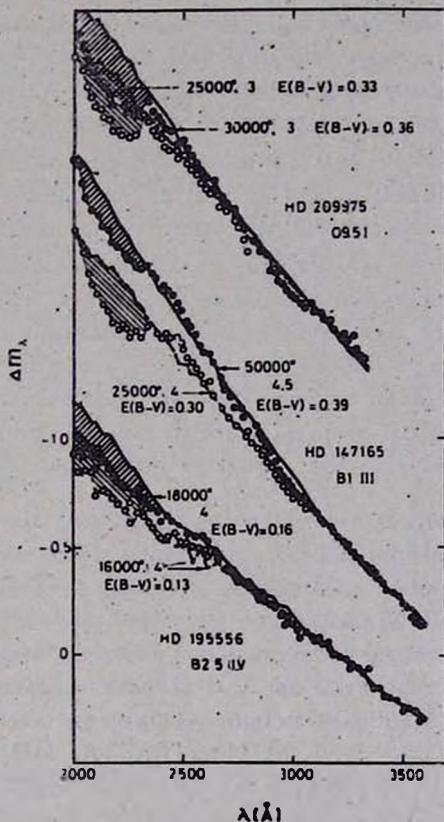


Рис. 1. Три примера, иллюстрирующие независимость факта обнаружения депрессии (заштрихованные области) в ультрафиолете непрерывных спектров горячих звезд от принятой величины межзвездного покраснения $E(B-V)$. Сплошные и пунктирные линии — разные модели звездных фотосфер (разные значения T_{eff} и $\lg g$). Монохроматические потоки здесь и на последующих рисунках приведены в шкале звездных величин.

ние энергии опять неплохо согласуется с первой моделью, и вместе с тем, депрессия остается. Таким образом, депрессия выделяется независимо от величины межзвездного поглощения в направлении данной звезды.

Для второй звезды наблюдаемый избыток цвета равен $0^m.39$. В этом случае кривая распределения довольно хорошо совпадает с моделью для 50000° , и при этом чувствуется наличие депрессии в интервале 2050—

2350 Å. Однако эффективная температура звезд спектрального класса В1 намного ниже указанной величины — по одним данным [7, 8] равна 26 000°, а по другим [9, 10] — даже ниже. Когда же мы сопоставляем модель при $T_{\text{eff}} = 25\,000^\circ$ с наблюдаемым распределением, исправленным за искусственно заниженное значение $E(B-V) = 0^m30$, то отмеченная депрессия не только не исчезает, но даже несколько подчеркивается; при этом совпадение обеих кривых, наблюдаемой и теоретической, почти полное во всем интервале длин волн от 3500 Å до 2100 Å.

В случае третьей звезды HD 195556 спектрального класса В 2.5 IV исправленная при $E(B-V) = 0^m13$ наблюдаемая кривая хорошо согласуется с моделью для 16 000° и $\lg g = 4$. В районе 2000—2300 Å имеется депрессия. Создается впечатление, что стоит увеличить избыток цвета и депрессия исчезнет. Однако это не так. Увеличив избыток цвета до 0^m16 , мы получим распределение, неплохо согласующееся с теоретической моделью при 18 000°, которая, надо отметить, более соответствует спектральному классу В 2.5. Но факт наличия депрессии от этого не меняется.

Таким образом, ошибки в учете влияния межзвездного поглощения не влияют на окончательные выводы относительно наличия или отсутствия депрессии в непрерывном спектре звезды в ультрафиолете.

4. *Звезды с околосветными облаками.* В табл. 2 приведен список тех 22 звезд, у которых нами обнаружены достаточно сильные депрессии в ультрафиолете непрерывных спектров и которые, следовательно, должны обладать околосветными облаками той или иной мощности. Общая структура этих депрессий, а также сопоставления наблюдаемых ОАО-2 распределений энергии в спектрах этих звезд с теоретическими моделями показаны на рис. 2, 3 и 4. Наиболее сильные депрессии обнаружены у звезд HD 193332 (O 8.5—09 V), HD 202214 (B0 V), HD 187879 (B1 III), HD 42087 (B 2.5 Ib), HD 125288 (B6 Ib), HD 47670 (B8 III) и HD 197345 (A2 Ia); очевидно эти звезды должны обладать достаточно мощными околосветными облаками. В четвертом столбце табл. 2 приведены числовые значения глубины депрессии D (в звездных величинах), которой определяется мощность околосветного облака (см. [2]), а также, в последнем столбце, длина волны λ_0 максимума полосы депрессии.

В большинстве случаев начало депрессии находится в области короче 2000 Å. Такая же картина наблюдается и в спектре сверхгиганта ζ^1 Sco (B1 Ia—O) по данным IUE [11]: депрессия в непрерывном спектре этой звезды начинается короче 2000 Å и простирается почти до 2500 Å.

Во всех случаях исправление за межзвездное поглощение осуществлялось по избытку цвета, указанному в табл. 2. Исключение составляет звезда α Cyg (HD 197345), которая, судя по величине $E(B-V) = +0.04$, почти не испытывает покраснение, между тем она находится на расстоянии

500—600 нс; такому расстоянию должно соответствовать поглощение, по крайней мере порядка 0^m18-0^m20 .

Таблица 2
ЗВЕЗДЫ, ОБЛАДАЮЩИЕ ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ
ОБЛАКАМИ

HD	Спектр	$E(B-V)$	D	λ_0 (А)
48039	O6.5 V	+0.27	0^m35	2200
199579	O6.5 III	+0.37	0.20	2280
210839	O6 f	+0.56	0.40	2160
135591	O7 I	+0.21	0.37	2180
203064	O8 V	+0.21	0.12	2240
193322	O8.5 III—O3 V	+0.41	0.74	2160
30614	O9.5 Ia	+0.30	0.18	2200
209975	O9.5 Ib	+0.33	0.29	2180
202214	B0 V	+0.41	0.37	2200
143275	B0.5 IV	+0.16	0.21	2140
24398	B1 Ib	+0.31	0.30	2040
40111	B1 Ib	+0.13	0.23	2180
147165	B1 III	+0.30	0.25	2200
187879	B1 III	+0.22	0.45	2060
200310	B1 Vn	+0.01	0.23	2040
141637	B1.5 Vn	+0.19	0.19	2260
190603	B1.5 Ia	+0.72	0.46	2440
42087	B1.5 Ib	+0.35	0.31	2080
195556	B2.5 IV	+0.16	0.25	2000
125288	B6 Ib	+0.19	0.31	2200
47670	B8 III	-0.01	0.33	2260
197345	A2 Ia	+0.19	0.34	2560

Структуры непрерывных спектров в ультрафиолете двух наиболее горячих звезд из табл. 1 — HD 210839 (O6 f) и HD 66811 (O5 f — O4 f) — показаны отдельно на рис. 5. В обоих случаях исправленные за межзвездное поглощение распределения сопоставляются с моделью для $T_{\text{eff}} = 30\,000^\circ$. Судя по полученным результатам, в спектре первой из этих звезд существует довольно мощная депрессия в области 2000—2350 А, в то время как у второй, столь же горячей звезды, к тому же с эмиссионной структурой, депрессия отсутствует вовсе. Парадоксальность этого результата заключается в том, что эта вторая звезда есть та самая известная двойная система ζ Pup, один из компонентов которой является звездой типа Вольф-Райе.

5. О местонахождении максимума депрессии. Обращает на себя внимание следующий интересный факт: длина волны λ_{max} , соответствующая максимуму депрессии, испытывает, судя по данным табл. 2, своеобразный дрейф в сторону коротких волн с увеличением T_{eff} , то есть по мере пере-

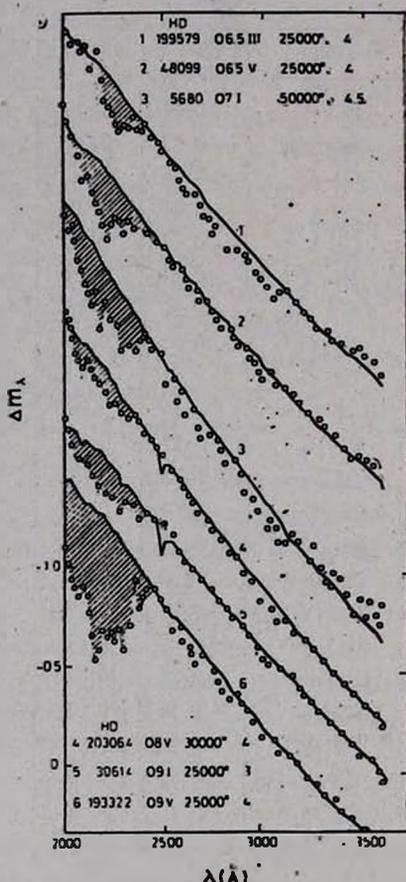


Рис. 2. Депрессии (заштрихованные области) в непрерывных спектрах шести звезд класса O. Здесь и на последующих рисунках кружками обозначены монохроматические пстоки, исправленные за влияние межзвездного поглощения. Для каждой звезды указаны последовательно: номер по каталогу HD, спектральный класс, эффективная температура и значение $\lg g$ принятой модели (сплошные линии).

хода к звездам более ранних классов. Так, у звезды HD 197345, спектрального класса A2, максимум депрессии приходится примерно на 2500 Å, у звезд HD 47670 и HD 125288, спектральных классов B8—B6,— на 2300 Å, а у звезд HD 187879 (B1 III), HD 24398 (B1 Ib), HD 193322 (O8.5 II — O9 V) этот максимум приходится на 2150 Å и даже короче. Чем можно объяснить этот факт?

Депрессия возникает в результате дополнительного поглощения фотосферного излучения звезды в собственном околос звездном облаке. Само поглощение происходит в резонансных линиях, которых в ультрафиолете настолько много, что они могут, сливаясь, создать нечто вроде непрерыв-

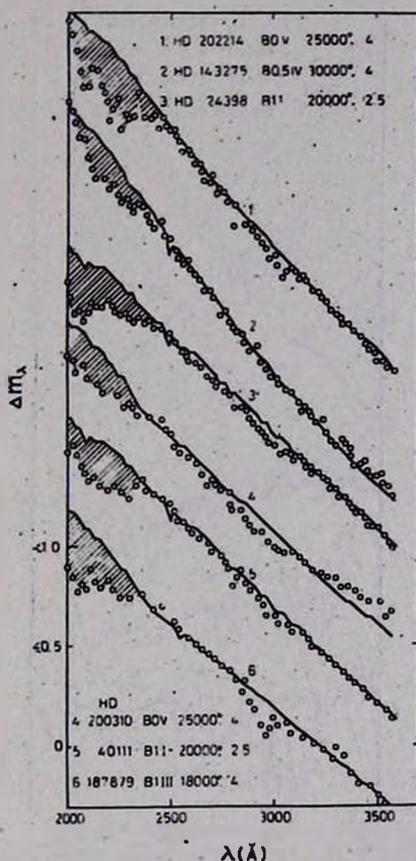


Рис. 3. Депрессии в непрерывных спектрах шести звезд спектрального класса B0—B1 (см. рис. 2).

ного фона. Максимум депрессии у звезд поздних подклассов В и ранних А находится примерно на 2400 Å и, как показано в [2], этот максимум совпадает с максимумом распределения числа резонансных линий нейтральных и однажды ионизованных атомов. Естественно ожидать поэтому, что по мере увеличения T_{eff} должна усилиться ионизация в самом облаке; в результате поглощение теперь будет обусловлено преимущественно, скажем, однажды и дважды ионизованными атомами, линии поглощения которых, следует полагать, должны соответствовать более короткой области, чем было раньше и так далее.

Чтобы проверить, насколько описанная картина соответствует действительности, мы, в качестве примера, нашли по данным каталога [12] средние длины волн $\bar{\lambda}_{\text{погл.}}$ системы всех линий поглощения (около 1330

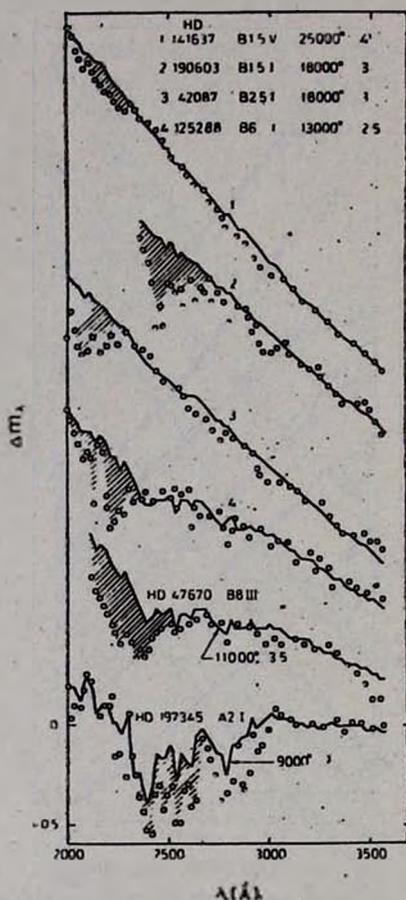


Рис. 4. Депрессии в непрерывных спектрах шести звезд спектральных классов В 1.5—А2 (см. рис. 2).

резонансных линий в диапазоне 1000—3000 Å) для Fe I, Fe II и т. д.; результаты оказались следующими:

	Fe I	Fe II	Fe III	Fe IV
$\bar{\lambda}_{\text{погл.}}$ (Å)	2450	2165	2050	1490

Как видим, уменьшение $\bar{\lambda}_{\text{погл.}}$ по мере повышения степени ионизации железа качественно соответствует тому, что мы имеем выше — дрейфу $\lambda_{\text{мах}}$ в сторону коротких волн при переходе от звезд поздних классов к звездам ранних классов.

В одном случае, звезды HD 190603 класса В 1.5 Ia (рис. 4), зарегистрированный спектр хотя и обрывается с коротковолновой стороны на 2470 Å, тем не менее показывает сильно выраженную депрессию с максимумом в интервале 2400—2500 Å. Однако в отличие от остальных случаев

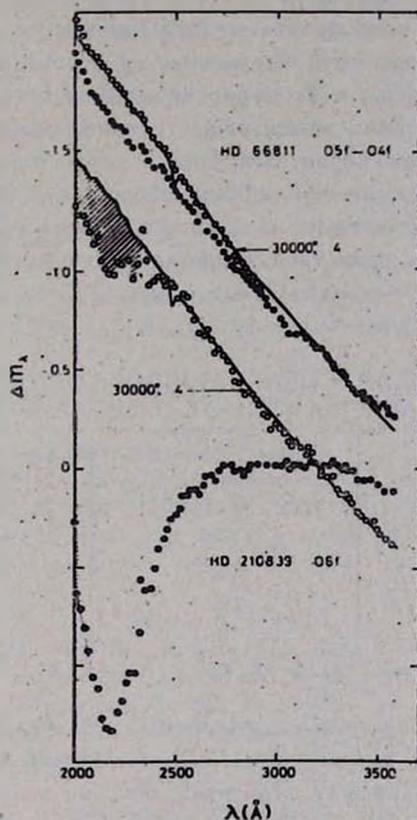


Рис. 5. Примеры двух звезд класса O5—O6, одна из которых, HD 66811, определенно не обладает околосредним облаком (депрессия в ультрафиолете ее непрерывного спектра отсутствует вовсе), а у второй звезды, HD 210839, наличие довольно сильной депрессии (заштрихованная область) делает существование облака вокруг нее весьма вероятным. По ординате даны монохроматические потоки в шкале звездных величин — наблюдаемые (точки) и исправленные за влияние межзвездного поглощения (кружки). Сплошные линии — теоретические модели при заданных значениях T_{eff} и $\lg g$.

эта депрессия имеет необычайно большую протяженность с длинноволновой стороны — до 2700 Å. Это пока единственный случай среди проанализированных нами спектров звезд (как по материалам ОАО-2, так и Ориона-2) с аномально протяженной депрессией с длинноволновой стороны, и причину этого явления нам трудно объяснить.

6. *Некоторые выводы.* Таким образом, результаты, полученные как и настоящей статье, так и ранее по материалам Ориона-2 [1], позволяют сделать вывод о том, что депрессия в ультрафиолете непрерывных спектров, в области 2200—2400 А, является довольно распространенным явлением, присущим ошутимой части горячих звезд. Так, у 22 звезд из 134, то есть примерно у 17% из проанализированных нами в данной работе горячих звезд, были уверенно обнаружены, на основе данных ОАО-2, довольно сильные депрессии в их коротковолновых спектрах. Это одновременно есть процент горячих звезд, существование облаков вокруг которых представляется наиболее вероятным. Что касается остальных звезд, то в принципе не следует исключать возможность существования околозвездных облаков хотя бы у части из них; просто мощность этих облаков недостаточно велика, чтобы оказаться в пределах чувствительности обнаружения описанного метода — «метода депрессии».

Таблица 3

КОЛИЧЕСТВО ЗВЕЗД, ОБЛАДАЮЩИХ ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ
ОБЛАКАМИ, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА

С п е к т р	Общее количество звезд.	Количество звезд с околозвездными облаками
О	17	8 (47 %)о
В0—В2	32	9 (28 %)о
В2—В8	19	4 (21 %)о
А2	3	1 (33 %)о

Как это следует из табл. 3, указанные 22 звезды распределены по спектральным классам далеко неравномерно; почти половина их (47%) приходится на звезды класса О. Примерно 60% из этих 22 звезд являются гигантами и сверхгигантами. Обладать околозвездными облаками — это, по-видимому, привилегия преимущественно горячих гигантов и сверхгигантов. Этот вывод, впрочем, не противоречит хорошо известному факту: активность этих звезд проявляется прежде всего в их способности мощного истечения вещества, в результате чего и образуются, скорее всего, околозвездные облака, как неизбежное явление на пути формирования и эволюции звезды (см. также [13, 14]).

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Г. А. Гурзядну за помощь и полезные советы в процессе выполнения данной работы.

MACROSTRUCTURE OF THE ULTRAVIOLET CONTINUOUS SPECTRA OF HOT STARS ACCORDING TO OAO-2 DATA

S. S. RUSTAMBEKOVA

The presence of a depression in ultraviolet continuous spectra is discovered on 22 hot stars among 134 already analyzed according to OAO-2 data. Depression lies generally in the region 2200—2400 Å. However, the wavelength λ_{\max} corresponding to depression maximum, drifts to the short wavelength side for early class stars. The uncertainties in the interstellar absorption play no essential role on the final conclusion concerning the presence of depression or its absence. The results obtained confirm the earlier conclusion: the ultraviolet depression is a universal phenomenon among hot stars and may be considered a sensitive indicator for the discovery of circumstellar clouds.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Рустамбекова, *Астрофизика*, 16, 457, 1980.
2. Г. А. Гурзджян, С. С. Рустамбекова, *Astrophys. Space Sci.*, 69, 269, 1980.
3. A. D. Code, M. R. Meade, *Ap. J. Suppl. ser.*, 39, 195, 1979.
4. M. R. Meade, A. D. Code, *Ap. J. Suppl. ser.*, 42, 283, 1980.
5. K. Nandy, G. I. Thompson, C. Jamar, A. Monfils, R. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 44, 195, 1975.
6. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
7. A. D. Code, *Rep. Dudley Obs.*, 9, 221, 1975.
8. A. D. Code, J. Davits, R. C. Bless, R. H. Brown, *Ap. J.*, 203, 417, 1976.
9. K. Nandy, E. G. Schmitt, *Ap. J.*, 198, 119, 1975.
10. K. Nandy, E. Kontizas, *Proc. 3-rd Europ. Astr. Meet.*, Tbilisi, 82, 1976.
11. B. Wolf, I. Appenzeller, *Proc. The First Year of IUE at University College London*, 1979.
12. А. Р. Стриганов, Н. С. Свентицкий, *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов*, М., 1968.
13. J. C. Pecker, *Compt., Rend. Acad. Sci., Paris, ser. B*, 254, 821, 1962.
14. J. C. Pecker, *Space Sci. Rev.*, 1, 729, 1963.

УДК 524.7+524.6

ПРОСТАЯ ЗВЕЗДНО-ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРЫ И ЕЕ УСТОЙЧИВОСТЬ

В. А. АНТОНОВ, С. Н. НУРИТДИНОВ

Поступила 3 января 1983

Принята к печати 25 апреля 1983

Построена фазовая модель кольцевой структуры во внешнем поле. Исследована ее устойчивость по отношению к крупномасштабным возмущениям, сохраняющим ротационную симметрию. Начиная со второй гармоники при определенных соотношениях между параметрами системы может уже возникнуть неустойчивость. Последняя аналогична неустойчивости, указанной Томре для сплошного тонкого диска из звезд. При отсутствии гало модель всегда устойчива и имеет вид бесконечного вытянутого образования (полосы).

1. *Постановка задачи.* Согласно наблюдениям, ряд галактик содержит в себе разнообразные вытянутые образования, в частности, типа колец. В некоторых галактиках кольцо является даже основной структурой при слабо выраженном или вовсе отсутствующем ядре [1—3]. По-видимому, среди этих вытянутых образований существуют и долгоживущие, квазистационарные структуры. Тогда встает вопрос о степени их устойчивости.

Самой простой теоретической моделью вытянутых образований, с которой мы начинаем анализ устойчивости (раздел 2), является плоская прямолинейная полоса с конечной шириной $2b$, но бесконечной длиной. Ее поверхностную плотность задаем в виде $\rho(x) = \rho_0 \sqrt{1 - x^2/b^2}$, где ρ_0 — значение плотности по средней линии. Соответствующий гравитационный потенциал $\Phi(x, z=0) = \pi G \rho_0 x^2/b + \text{const}$ можно получить как предельный случай потенциала эллиптического цилиндра [4]. Фазовая плотность, очевидно, должна приниматься постоянной внутри изоэнергетической поверхности $v^2/2 + \pi G \rho_0 x^2/b = \pi G \rho_0 b$ и быть равной нулю вне этой поверхности. Как следовало ожидать, такая модель оказалась устойчивой.

Формулы, списывающие равновесие указанной плоской модели, отчасти могут быть перенесены на случай кольцевой структуры при условии, что ширина кольца $2b$ существенно меньше радиуса системы r_0 (это как

раз соответствует обычной реальной картине). Но, вообще говоря, нужно принимать во внимание еще также эффект наличия внешнего поля. Последнее создается самой галактикой в целом. Тогда для равновесия самогравитирующего кольца необходимо предполагать, что оно вращается с некоторой угловой скоростью Ω (раздел 3). Устойчивость такой модели в предположении достаточной однородности внешнего фона исследуется в разделе 4. Установлено, что при определенных соотношениях между локальными параметрами модели галактики вблизи кольца возникает неустойчивость по отношению к осесимметричным возмущениям. Рассмотрена также усредненная более общая модель кольцевой структуры.

2. *Колебания автономной модели в виде плоской полосы.* В возмущенном состоянии потенциал самогравитирующей полосы выражается несколько более сложным образом, чем исходный потенциал. Поскольку она однородна по оси y , а ниже рассматриваемые колебания также совершаются независимо от y , то мы должны иметь дело с двумерными логарифмическими потенциалами [4]. Для анализа связи между возмущениями плотности и потенциала можно воспользоваться известной формулой [5], которую приведем в форме, проинтегрированной по координате x

$$\int_{-1}^{+1} \frac{T_n(s) \ln |s-x|}{\sqrt{1-s^2}} ds = -\pi \int_0^x U_{n-1}(s) ds + \text{const}, \quad (1)$$

где $T_n(s)$ и $U_n(s)$ — многочлены Чебышёва, соответственно, 1 и n рода степени n .

В исследовании устойчивости ряда моделей звездных систем необходимо использовать полиномиальные потенциалы [6], причем при этом в расчетах достаточно следить за членом наибольшей степени. Из (1) легко найти возмущения плотности μ_n и потенциала Φ_n в полосе $|x| \leq b$ и $z = 0$,

$$\mu_n = -\frac{\pi x^n}{2\pi G \sqrt{b^2 - x^2}}, \quad \Phi_n = x^n + \text{члены низшей степени}. \quad (2)$$

При расчете в (1) осуществлена простая замена для перехода от интегрирования по интервалу $[-1, +1]$ к интегрированию по $[-b, b]$.

С целью анализа устойчивости самогравитирующей равновесной полосы примем нормировку $2\pi\mu_0 G = b$ и напомним линеаризованное уравнение колебаний данной плоской системы

$$D^2 X + X = -\frac{\partial \Phi_n}{\partial x} = -\pi x^{n-1}, \quad D = -i\omega + v_x \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial v_x}, \quad (3)$$

где X — лагранжево смещение звезды, а ω — частота возмущения. Тогда решение (3) можно представить в виде [6]

$$X = n \int_0^{\infty} (x \operatorname{ch} \tau + i v_x \operatorname{sh} \tau)^{n-1} \operatorname{sh} \tau e^{-\omega \tau} d\tau, \quad (\operatorname{Re} \omega < 0). \quad (4)$$

Чтобы перейти к смещению центроида, произведем усреднение X по v_x в интервале $[-\sqrt{b^2 - x^2}, \sqrt{b^2 - x^2}]$. Получим

$$\bar{X} = -\frac{i}{2} \int_0^{\infty} \frac{(x \operatorname{ch} \tau + i \sqrt{b^2 - x^2} \operatorname{sh} \tau)^n - (x \operatorname{ch} \tau - i \sqrt{b^2 - x^2} \operatorname{sh} \tau)^n}{\sqrt{b^2 - x^2}} e^{\omega \tau} d\tau. \quad (5)$$

В (5) дробная функция под интегралом является полиномом по x степени $n - 1$. Отсюда находим

$$\bar{X} = -\frac{x^{n-1}}{2} \int_0^{\infty} [e^{(\omega-n)\tau} - e^{(\omega+n)\tau}] d\tau + \dots = \frac{nx^{n-1}}{\omega^2 - n^2} + \dots \quad (6)$$

Возмущение плотности равно

$$\mu_n = -\frac{\partial}{\partial x} (\mu \bar{X}) = \frac{\mu_0 n^2}{b(\omega^2 - n^2)} \frac{x^n}{\sqrt{b^2 - x^2}}. \quad (7)$$

Приравнявая вычисленное μ_n с его теоретическим выражением в (2), находим частоту колебаний

$$\omega = \pm \sqrt{n^2 - n}. \quad (8)$$

Видно, что ω вещественна для всякого n и модель самогравитирующей полосы всегда устойчива. Отметим, что, если случай $n=1$ соответствует тривиальному смещению системы как целого, то при $n \rightarrow \infty$ колебания представляют собой смещения отдельных частиц.

3. *Кольцевая структура во внешнем поле.* Рассмотренная выше модель плоской равновесной полосы может удовлетворительно представлять собой кольцевую структуру с достаточно большим радиусом, намного больше $2b$. При этом, однако, гравитационное поле должно создаваться самим кольцом. Аналогичной, но значительно более общей, является следующая постановка задачи.

Предположим, что кольцо помещено в некоторое внешнее по отношению к нему гравитационное поле, которое может создаваться как распре-

деленными массами, так и одиночным центральным телом. Существенно только то, что это внешнее поле считается постоянным во времени и что вблизи кольца нет других неоднородностей, сравнимых с ним по поперечному размеру и массе.

Само кольцо пусть вращается стационарным образом. Пока период вращения значительно больше времени пересечения звездой кольца в радиальном направлении, существенных изменений в сравнении со случаем полосы не происходит. Следовательно, угловую частоту орбитального движения Ω следует считать сравнимой с частотой колебаний поперек кольца, которую по-прежнему приравниваем к 1. Из указанных предположений следует $(d\Phi/dr)_{r=r_0} \ll (d\tilde{\Phi}/dr)_{r=r_0}$.

$$\Omega^2 = \left(\frac{1}{r} \frac{d\tilde{\Phi}}{dr} \right)_{r=r_0}, \quad (9)$$

где $\tilde{\Phi}(r)$ — потенциал внешнего поля, r_0 — средний радиус кольца. Что касается упомянутого поперечного, эпитциклического движения, то оно управляется отчасти собственным полем кольца, отчасти внешним полем. Итак,

$$\frac{2\pi G \rho_0}{b} + x^2 = 1, \quad (10)$$

где

$$x^2 = \left(\frac{d^2\tilde{\Phi}}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{d\tilde{\Phi}}{dr} \right)_{r=r_0} \quad (11)$$

есть не что иное, как эпитциклическая частота в отсутствие кольца в точке $r=r_0$ (или на небольшом расстоянии от него). Построим фазовую плотность равновесного кольца. Возьмем ее в виде

$$f = f_0 \left[E_0 - E + \Omega (J - J_0) - \frac{k}{2} (J - J_0)^2 \right]^{-1/2}, \quad (12)$$

где f_0 , E_0 и k — некоторые постоянные, E — интеграл энергии, J — интеграл площадей, а J_0 — значение J на круговой орбите, проходящей по средней линии кольца ($x \equiv r - r_0 = 0$). В дальнейшем введем радиальную v_r и трансверсальную

$$v_t = v_c + v_t' = \Omega r_0 + v_t'$$

компоненты скорости, где v_c — круговая скорость при $x=0$.

Очевидно, что разность $J - J_0 = r_0 v'_i + (v_c + v_i) x$. Выражение для энергии имеет вид

$$E = \frac{1}{2} (v_r^2 + v_t^2) + \Phi(r) + \tilde{\Phi}(x) = \frac{1}{2} [v_r^2 + (\Omega r_0 + v'_i)^2] + \\ + \frac{\pi G M_0}{b} x^2 + \Omega^2 r_0 x + \frac{1}{2} (x^2 - 3\Omega^2) x^2 + \text{const.}$$

Следовательно,

$$E - \Omega (J - J_0) = \frac{1}{2} (v_r^2 + v_t^2) + \frac{x^2}{2} (1 - 3\Omega^2) - \Omega v'_i x + \text{const.} \quad (13)$$

В итоге из (12) получаем

$$f = f_0 \left[C - \frac{v_r^2 + v_t^2}{2} - \frac{1 - 3\Omega^2}{2} x^2 + \Omega v'_i x - \frac{k}{2} (r_0 v'_i + v_c x)^2 \right]^{-1/2} \quad (14)$$

с некоторой новой константой C . На основании (14) определяем среднее значение трансверсальной скорости в произвольной точке кольца как

$$v'_{0t} = \frac{1 - k r_0^2}{1 + k r_0^2} \Omega x = \frac{2 - \lambda}{\lambda} \Omega x, \quad (15)$$

причем величина

$$\lambda = 1 + k r_0^2 \quad (16)$$

характеризует собой анизотропию диаграммы скоростей, точнее, отношение радиальной дисперсии скоростей к трансверсальной и подчинена условию $\lambda > 0$. Из (15) видно также, что на средней линии кольца отличие скорости центроида от круговой скорости обращается в нуль. Коэффициент при x в (15) соответствует кинематической формуле Линдблада.

Поскольку в (12) с самого начала подразумевается положительность выражения в квадратных скобках, граница системы $x = \pm b$ должна соответствовать нулевому значению суммы в квадратной скобке в (14) при $v_r = v_t - v'_{0t} = 0$. Отсюда следует, что

$$C = \frac{b^2}{2} \left(1 - \frac{4}{\lambda} \Omega^2 \right). \quad (17)$$

Так как по своему смыслу величина C положительна, то при $\lambda > 0$ параметр Ω ограничен сверху:

$$|\Omega| < \sqrt{\lambda} / 2. \quad (18)$$

При нарушении (18) стационарная модель не существует из-за отсутствия «потенциальной ямы» для звезд, т. е. центробежные силы разрывают кольцо. Согласно нашей нормировке эпитциклической частоты, круговая скорость, с учетом тяготения кольца, для произвольного малого x составляет

$$v_c = \Omega r_0 + \left(\frac{1}{2\Omega} - \Omega \right) x. \quad (19)$$

Следовательно, (15) и (18) означают, что вращение кольца отстает от кругового движения на внешнем краю и опережает его на внутреннем.

Теперь (14) с учетом (15)—(18) примет вид

$$f = \sqrt{2} f_0 [l^2 (b^2 - x^2) - v_r^2 - \lambda (v_i' - v_{0i}')^2]^{-1/2}, \quad (20)$$

где

$$l^2 = 1 - \frac{4}{i} \Omega^2 = \frac{2C}{b}. \quad (21)$$

Величина f_0 определяется из условия нормировки

$$f_0 = \frac{v_0}{2\pi b l} \sqrt{\frac{\lambda}{2}}. \quad (22)$$

Наконец, можно взять суперпозицию подсистем, заполняющих на плоскости одно и то же кольцо, но отличающихся величиной параметра анизотропии λ . Тогда полная усредненная фазовая плотность

$$\bar{f} = \sqrt{2} \int_{4\Omega^2}^{\infty} f_0(\lambda) [(l(\lambda))^2 (b^2 - x^2) - v_r^2 - \lambda (v_i' - v_{0i}'(\lambda))^2]^{-1/2} \rho(\lambda) d\lambda, \quad (23)$$

где в явном виде отмечена зависимость f_0 , l и v_{0i}' от λ и введена неотрицательная весовая функция $\rho(\lambda)$, удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_{4\Omega^2}^{\infty} \rho(\lambda) d\lambda = 1.$$

4. Анализ устойчивости кольцевой структуры. Сопоставим невозмущенное и возмущенное движения звезды с одним и тем же параметром. В стационарном случае

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{\partial(\Phi + \bar{\Phi})}{\partial r} + \frac{J^2}{r^3}. \quad (24)$$

С помощью уже известной нам линеаризации по x получаем

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -x + \frac{2J_0(J - J_0)}{r_0^3}. \quad (25)$$

Величина $J - J_0$, инвариантная по отношению к любым ротационно-симметричным вращениям, не варьируется при учете колебаний системы. Чтобы привести уравнение движения к стандартной форме осциллятора, введем обозначение

$$\xi = x - \frac{2J_0(J - J_0)}{r_0^3} = x - 2\Omega(v'_t + \Omega x),$$

и имеем в отсутствие возмущения

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \xi = 0 \quad (26)$$

Переход к возмущенному состоянию, когда $r = r_0 + x + X$ (X мало), совершается обычным образом, и мы приходим к основному уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_t \frac{\partial}{\partial \xi} - \xi \frac{\partial}{\partial v_t}\right)^2 X = -X - n \left[\xi + \frac{2\Omega}{r_0}(J - J_0)\right]^{n-1}. \quad (27)$$

По аналогии с (4), но с учетом различия x и ξ , получаем теперь

$$\bar{X} = n \int_0^\infty \text{sh } \tau e^{v_t \tau} K(x, \tau) d\tau, \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned} K(x, \tau) &= \left| \xi \text{ch } \tau + i v_t \text{sh } \tau + \frac{2\Omega}{r_0}(J - J_0) \right|^{n-1} = \\ &= [x \text{ch } \tau - 2\Omega(v'_t + \Omega x)(\text{ch } \tau - 1) + i v_t \text{sh } \tau]^{n-1}. \end{aligned} \quad (29)$$

В (29) выражение под знаком осреднения разложим по степеням x в бином Ньютона. Имеем

$$\begin{aligned} K(x, \tau) &= \sum_{m=0}^{n-1} \frac{(n-1)! x^{n-m-1}}{m!(n-m-1)!} \left(i^2 \text{ch } \tau + \right. \\ &\left. + \frac{4\Omega^2}{\lambda} \right)^{n-m-1} [i v_t \text{sh } \tau - 2\Omega(\text{ch } \tau - 1) \omega_t]^m, \end{aligned} \quad (30)$$

где $\omega_t = v'_t - v_{0t}$. Тогда по определению

$$\begin{aligned} \overline{[i v, \operatorname{sh} \tau - 2\Omega (\operatorname{ch} \tau - 1) w_i]^m} &= \frac{1}{\mu(x)} \iint [i v, \operatorname{sh} \tau - 2\Omega (\operatorname{ch} \tau - 1) w_i]^m \times \\ &\times f(x, v, v', w, w') dv, dw = \frac{\mu_0 \gamma^m}{l b \mu(x)} \frac{(l \sqrt{b^2 - x^2})^{m+1}}{m+1}, \end{aligned} \quad (31)$$

если m — четное, а при нечетном m равно нулю. Здесь введено обозначение

$$\gamma(\tau) = \sqrt{(1 - l^2) (\operatorname{ch} \tau - 1)^2 - \operatorname{sh}^2 \tau}. \quad (32)$$

Поскольку в (30) члены с нечетными m равны нулю, можно воспользоваться следующим соотношением для произвольной функции $\psi(m)$:

$$\sum_{\substack{m=0 \\ (\text{по четным } m)}}^n \psi(m) = \frac{1}{2} \left[\sum_{m=0}^n \psi(m) + \sum_{m=0}^n (-1)^m \psi(m) \right]. \quad (33)$$

Подставляя (31) в (30), с учетом (33), получаем

$$\begin{aligned} K(x, \tau) &= \frac{\mu_0}{2nlb\mu(x)\gamma(\tau)} \left\{ \left[\left(l^2 \operatorname{ch} \tau + \frac{4\Omega^2}{\lambda} \right) x + l\gamma(\tau) \sqrt{b^2 - x^2} \right]^n - \right. \\ &\quad \left. - \left[\left(l^2 \operatorname{ch} \tau + \frac{4\Omega^2}{\lambda} \right) x - l\gamma(\tau) \sqrt{b^2 - x^2} \right]^n \right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

Выделим в (34) старший член по x . Получим

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{x^{n-1}} K(x, \tau) = \frac{1}{2nl} S(\tau), \quad (35)$$

где

$$S(\tau) \equiv \frac{1}{\gamma(\tau)} \left[\left(l^2 \operatorname{ch} \tau + \frac{4\Omega^2}{\lambda} + il\gamma \right)^n - \left(l^2 \operatorname{ch} \tau + \frac{4\Omega^2}{\lambda} - il\gamma \right)^n \right].$$

Из (28) с учетом (35) следует, что

$$\bar{X} = \frac{x^{n-1}}{2il} \int_0^{\infty} \operatorname{sh} \tau e^{i\omega\tau} S(\tau) d\tau. \quad (36)$$

Далее вычисляем $\mu_n = -\partial(\mu\bar{X})/\partial x$ и результат сравниваем с (2). Так приходим к следующему дисперсионному соотношению.

$$\int_0^{\infty} \operatorname{sh} \tau e^{i\omega\tau} S(\tau) d\tau = -\frac{ilb}{\pi G \mu_0}. \quad (37)$$

В тривиальном случае $n = 1$ имеем $S(\tau) = 2il$ и

$$\int_0^{\infty} \text{sh } \tau e^{\omega \tau} d\tau = -\frac{b}{2\pi G \mu_0} \quad (38)$$

Отсюда находим его решение

$$\omega^2 = 1 - \frac{2\pi G \mu_0}{b} = x^2, \quad (39)$$

что соответствует частному результату раздела 2 (см. (8)).

Для пульсационных колебаний с $n = 2$ имеем дисперсионное уравнение

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{8\Omega^2}{\lambda} \text{sh } \tau + l^2 \text{sh } 2\tau \right) e^{\omega \tau} d\tau = -\frac{b}{2\pi G \mu_0} \quad (40)$$

Беря интеграл в (40), выражаем это уравнение в форме

$$\frac{l^2}{\omega^2 - 4} + \frac{1 - l^2}{\omega^2 - 1} + \frac{1}{2(1 - x^2)} = 0 \quad (41)$$

с условием неустойчивости

$$\left(\frac{3l^2}{2} - 2 \right) (1 - x^2) + 1 < 0. \quad (42)$$

Это условие может выполняться только при $x^2 < 1/2$, т. е. когда эпициклические колебания обусловлены в большей степени самогравитацией кольца, чем тяготением фона. В этом случае при фиксированных Ω и λ имеем τ -ся критическое значение третьего безразмерного параметра λ , ниже которого наступает неустойчивость. Дестабилизирующим фактором таким образом оказывается относительная малость, в среднем, радиальных peculiarных скоростей, т. е. имеет место полная аналогия с известным критерием Томре [7] для сплошного тонкого диска.

Аналогично можно провести выкладки для произвольного n . Будем пользоваться обозначением $U_n(s)$ для полиномов Чебышева второго рода. После некоторых преобразований выражение для $S(\tau)$ сводится к

$$\begin{aligned} \frac{1}{2il} S(\tau) &= U_{n-1}(1 + l^2 \text{ch } \tau - l^2) = \\ &= \sum_{\nu=0}^{n-1} \frac{(n+\nu)!}{(2\nu+1)!(n-\nu-1)!} [2l^2(\text{ch } \tau - 1)]^{\nu}. \end{aligned} \quad (43)$$

При подстановке (43) в (38) нам встретятся интегралы типа

$$L_\nu(\omega) = \int_0^{\infty} (\operatorname{ch} \tau - 1)^\nu \operatorname{sh} \tau e^{\omega \tau} d\tau. \quad (44)$$

После раскрытия функции $(\operatorname{ch} \tau - 1)^\nu \operatorname{sh} \tau$ через экспоненты получается суперпозиция членов типа $\operatorname{sh} j\tau$, $j = 1, 2, \dots, \nu + 1$. Так как

$$\int_0^{\infty} \operatorname{sh} j\tau e^{\omega \tau} d\tau = \frac{j}{\omega^2 - j^2},$$

то в результате приведения к общему знаменателю приходим к выражению в виде дроби

$$L_\nu(\omega) = \frac{Q_\nu(\omega)}{(\omega^2 - 1)(\omega^2 - 4) \dots [\omega^2 - (\nu + 1)^2]} \quad (45)$$

с некоторым полиномиальным числителем $Q_\nu(\omega)$. Но, с другой стороны, при больших отрицательных ω в (44) имеет существенное значение только малый интервал вблизи начала координат, где можно пользоваться асимптотикой $\operatorname{ch} \tau - 1 \sim \tau^2/2$, $\operatorname{sh} \tau \sim \tau$. Тогда

$$L_\nu(\omega) \sim 2^{-\nu} \int_0^{\infty} \tau^{2\nu+1} e^{\omega \tau} d\tau = 2^{-\nu} \frac{(2\nu + 1)!}{\omega^{2\nu+2}}.$$

Данная асимптотика показывает, что $Q_\nu(\omega)$ сводится просто к постоянной величине. Итак,

$$L_\nu(\omega) = \frac{2^{-\nu} (2\nu + 1)!}{(\omega^2 - 1)(\omega^2 - 4) \dots [\omega^2 - (\nu + 1)^2]} \quad (46)$$

и дисперсионное соотношение (37) с учетом (43) приобретает вид

$$\sum_{n=0}^{\nu-1} \frac{(n + \nu)!}{(n - \nu - 1)!} \frac{l^{2\nu}}{(\omega^2 - 1)(\omega^2 - 4) \dots [\omega^2 - (\nu + 1)^2]} + \frac{1}{1 - x^2} = 0. \quad (47)$$

Для устойчивости во всяком случае необходимо, чтобы левая часть (47) как функция ω^2 не меняла знака между $-\infty$ и 0. Следовательно, необходимым условием устойчивости является

$$\sum_{n=0}^{\nu-1} (-l^2)^n \frac{(n + \nu)!}{(n - \nu - 1)! [(\nu + 1)!]^2} < \frac{1}{1 - x^2}. \quad (48)$$

В общем случае анализ уравнения (47), как видно, затруднителен, в частности, из-за возможности, наряду с аperiodической, также колебательной неустойчивости. Некоторые приближенные оценки показывают, что неустойчивость при больших n должна быть сосредоточена в сравнительно узкой зоне значений произведения nl . Однако с уменьшением роли самогравитации ($\kappa \rightarrow 1$ при заданных n и l) любая неустойчивость подавляется. При $n = 2$ возможна только аperiodическая неустойчивость.

5. *Заключение.* Нами построены две фазовые модели вытянутых образований: равновесная полоса конечной ширины и кольцевая модель во внешнем поле (для последней модели несущественно это — гало или центральное ядро). Их можно включить в класс моделей, которые объединяет общее свойство квадратичности гравитационного потенциала и возможность представить возмущение последнего некоторыми полиномами. Равновесная бесконечная полоса оказалась устойчивой всегда. Кольцевая модель устойчива при определенных соотношениях между ее параметрами, причем возможна неустойчивость даже по отношению к простому сжатию или расширению. При применении полученных результатов к кольцевым галактикам мы пока сталкиваемся с почти полным отсутствием численных оценок для их параметров вообще [2].

Следует отметить, что мы построили модель, которая содержит в себе только одно кольцо. Реальные объекты (галактики и околопланетные или околозвездные диски) могут обладать многокольцевой структурой. Наш способ построения равновесной модели пригоден и в этом случае, причем каждое кольцо будет иметь свою фазовую плотность вида (20). Но анализ устойчивости такой системы становится весьма сложным из-за взаимного гравитационного влияния колец. Эта задача требует отдельного, подробного исследования. Кроме того, мы предполагаем изучить изгибные колебания кольцевой модели (20) в ее плоскости и колебания, искривляющие поверхность кольца.

Ленинградский государственный
университет

Ташкентский государственный
университет

THE SIMPLE STELLAR DYNAMIC MODEL OF THE RING STRUCTURE AND ITS STABILITY

V. A. ANTONOV, S. N. NURITDINOV

A certain phase model of the ring structure in outer field is constructed. Its stability is studied relative to large-scale perturbations, sustaining the rotation symmetry. Since the second harmonic the system

can suffer instability at concrete correlations between parameters of the model. This instability is an analogue of Toomre's instability in the continuous star disc. In the absence of the halo the model is always stable and outlines infinite stretched formation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Астрон. ж.*, 37, 381, 1960.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Внегалактическая астрономия*, Наука, М., 1978.
3. С.-У. Wong, *Ap. J.*, 190, 675, 1974.
4. Л. Н. Сретенский, *Теория потенциала*, М.—Л., 1946.
5. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Высшие трансцендентные функции*, т. 2, Наука, М., 1974, стр. 188.
6. В. А. Антонов, *Труды ЛГУ*, 32, 79, 1976.
7. А. Тоомре, *Ap. J.*, 139, 1217, 1964.

УДК 524.523

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЗОНЫ Н II

Е. А. ЛОГВИНЕНКО, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 29 июля 1982

Принята к печати 20 апреля 1983

Рассмотрена структура зоны Н II в окрестности звезды с ветром. На начальных стадиях, когда давление ветра велико, ионизованный газ собирается в тонкую оболочку. Через время $t \sim 4 \cdot 10^5$ лет давление ветра на оболочку уменьшается настолько, что кольцевая структура зоны Н II практически исчезает. Показано, что движения ионизованного газа с высокими скоростями ($v \sim 100$ км/с), наблюдаемые в туманностях Ориона, М 16, М 17, могут быть вызваны действием звездного ветра с мощностью $L \approx 10^{36}$ эрг/с ($\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$).

1. *Введение.* Убедительные доказательства активного воздействия звездного ветра на окружающий межзвездный газ представил впервые Щеглов [1]. Он обнаружил высокоскоростные движения ионизованного газа в суманностях Ориона, Омега и некоторых других. Скорости движений достигают $70 \div 100$ км/с. Для интерпретации этих наблюдений Пикельнер [2] построил модель, связывающую высокоскоростной ионизованный газ с ударной волной, генерируемой звездным ветром и распространяющейся по зоне Н II. В модели Пикельнера область взаимодействия ветра с окружающим газом разделена на четыре зоны: зона 1 — свободно расширяющийся ветер, зона 2 — сжатый ветер*, зона 3 — сжатый ударной волной межзвездный газ, зона 4 — невозмущенный ионизованный межзвездный газ. Высокоскоростные компоненты рекомбинационных линий формируются в зоне 3.

Детальный расчет динамики взаимодействия ветра с окружающим газом Н II в автомодельном приближении был выполнен в работах [3, 4]. При этом считалось, что размер зоны Н II определяется классическим статическим радиусом Стремгрена. В действительности, из-за того, что рекомбинирующее вещество выметается из зон 1 и 2, объем, занимаемый

* Из-за малой плотности вещества объем, занимаемый зонами 1 и 2, называют сейчас «пузырем».

ионизованным водородом, отличается от объема зоны Стремгрена, и, кроме того, закон его изменения отличается от законов расширения классических областей Н II. Сравнивая теоретические отношения интенсивностей высокоскоростных компонентов линий H_{α} и H_{β} к низкоскоростным с наблюдаемыми [1], Дайсон и де Вриз [4] оценили темп потери массы возбуждающими звездами: $M \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Из-за чрезмерно большого значения величины M они пришли к выводу, что рассматриваемый механизм не может быть ответственным за наблюдаемые Щегловым явления [1]. Однако этот вывод малообоснован: во-первых, в своих оценках Дайсон и де Вриз [4] использовали величины, содержащие значительный произвол (например, возраст наблюдаемой структуры), во-вторых, они пренебрегали упомянутым выше перераспределением Н II-газа.

В настоящей работе мы приведем результаты расчетов оболочечных структур Н II и покажем, что высокоскоростные движения ионизованного газа в туманностях Ориона, М 16, М 17 и других [1, 5] могут быть объяснены действием звездного ветра с мощностью $L \sim 10^{36}$ эрг/с.

2. Зона Н II. Для возбуждающей звезды мы будем принимать характеристики, типичные для звезд главной последовательности спектральных классов ОВ. В этом случае при концентрации окружающего газа $n \gg 1 \text{ см}^{-3}$ характерные времена развития оболочечной структуры не превышают 10^5 лет, что дает возможность пренебречь изменениями мощности ветра и ионизирующего излучения. Для простоты рассмотрим идеализированную модель, в которой звезда с полным количеством излучаемых $L_{\text{с-квантов}} S = 10^{48} S_{48}$ фотон/с и мощностью ветра* $L = 10^{36} L_{36}$ эрг/с „включается“ в момент времени $t = 0$. Будем считать, следуя [6], что перед ионизационным фронтом распространяется волна диссоциации, разрушающая молекулы H_2 , если они присутствуют в окружающем газе. На начальных стадиях ионизационный фронт будет представлять собой фронт R-типа**. При $t \ll t_0 = (a_2 n)^{-1}$ (a_2 — скорость рекомбинации водорода на второй и более высокие уровни, n — концентрация окружающего газа) его скорость: . .

* Темп потери массы, $M = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ со скоростью ветра $v_w = 2000 \text{ км/с}$ соответствует мощности $L = 1.27 \cdot 10^{36}$ эрг/с.

** Напомним, что ионизационным фронтом R-типа называется такой фронт ионизации, скорость распространения которого v_i превышает некоторое критическое значение $v_R \approx 2v_2$, где v_2 — скорость звука в ионизованном газе. Если $v_i < v_D \approx v_1^2/2v_2$, где v_1 — скорость звука в невозмущенном нейтральном газе, ионизационный фронт называется фронтом D-типа. Решения с $v_D < v_i < v_R$ не существуют. Более подробно см. об этом в [7].

$$v_i \approx \frac{1}{3} \frac{r_{St}}{t_0} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{2.5}, \quad (1)$$

здесь $r_{St} = (3S/4\pi z_2 n^2)^{1/3}$ радиус Стремгрена, t — время. По ионизованному газу распространяется ударная волна, генерируемая ветром. Положение фронта ударной волны определяется выражением [3]:

$$R_s \approx \left(\frac{L t^3}{\rho_i} \right)^{1/5}, \quad (2)$$

а ее скорость

$$v_s \approx \frac{3}{5} \left(\frac{L}{\rho_i t^2} \right)^{1/5}, \quad (3)$$

ρ_i — плотность газа в зоне 4. Решение (2) справедливо на временах $t < t_s \approx 0.1 v_2^{-5/2} L^{1/2} \rho_i^{-1/2}$, ограниченных моментом равенства скорости ударной волны скорости звука в зоне Н II: $v_s = v_2$.

За фронтом ударной волны расположена зона сжатого межзвездного газа — зона 3. На начальных стадиях расширения температура газа в этой зоне равна [7]:

$$T_s = \frac{3 \mu m_H v_s^2}{16 k},$$

здесь μ — молекулярный вес, m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Через время $t_{cool} \approx k T_s / \Delta (T_s) n_s$, где $\Delta (T)$ эрг $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — скорость охлаждения газа, n_s — концентрация газа в зоне 3, температура релаксирует к значению, определяемому балансом нагрева и охлаждения $T_s \approx 10^4 \text{ K}$ [4]; в нашем случае время охлаждения равно $t_{cool} \approx 10^{3.3} n_i^{-1}$ лет. Концентрация газа в оболочке составляет:

$$n_s = \frac{3 \rho_i v_s^2}{4 k T_s} \approx 0.27 \frac{\rho_i^{3/5}}{k T_s} \left(\frac{L}{t^2} \right)^{2/5}.$$

При $t > t_{cool}$, благодаря высвечиванию $n_s \gg 4 n_i$. Считая, что вся масса межзвездного газа, наметенного ветром, сосредоточена в зоне 3, представляющей собой тонкий слой плотного газа, найдем толщину этого слоя:

$$\Delta R_s = \frac{n_i R_s}{3 n_s}.$$

Теперь, в отличие от обычного случая, скорость ионизационного фронта определяется выражением:

$$v_i = \frac{1}{4\pi r_i^2 n} \left\{ S - \frac{4\pi}{3} a_2 n_i^2 (r_i^3 - R_s^3) - 4\pi a_2 n_s^2 R_s^2 \Delta R_s \right\}, \quad (4)$$

здесь r_i — радиус ионизационного фронта, второй член в фигурных скобках описывает поглощение L_c -квантов в зоне 4, третий — в зоне 3. Из-за быстрого увеличения массы газа в зоне 3: $M_s \propto t^{9/3}$, количество L_c -квантов, приходящих на границу Н II-зоны, быстро уменьшается и при $t = t_m = t_0 \ln \left(1 + \frac{60 k T_s S}{4\pi L} \right) = t_0 \ln (1 + 6.3 S_{48} L_{36}^{-1})$ правая часть в (4) обращается в нуль. После этого газ на внешней границе зоны Н II быстро рекомбинирует и ионизационный фронт начинает „отступать“. Характерное время изменения размеров зоны Н II* $t_i = r_i/v_i$ существенно меньше характерного динамического времени $t_d = r_i/v_s$, поэтому мы будем пренебрегать возможным перераспределением плотности вне зоны 3 и полагать $n_i = n$.

Решением уравнения (4) при $t < t_m$ является:

$$r_i = r_{st} \left\{ \left(1 + \frac{n_s}{n} \frac{R_s^3}{r_{st}^3} \frac{t_0}{t} \right) (1 - e^{-t/t_0}) - \frac{n_s}{n} \frac{R_s^3}{r_{st}^3} \right\}^{1/3}. \quad (5)$$

При $t > t_m$ размер зоны Н II описывается законом**:

$$r_i = \left(r_{st}^3 - \frac{n_s}{n} R_s^3 + R_s^3 \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Через время $t_{dip} \approx \frac{30 k T_s S}{4\pi L} t_0 \approx \frac{3.3 S_{48}}{L_{36} n} t_0$ зона ионизации погружается в плотную оболочку. При этом:

$$r_i \approx R_s. \quad (7)$$

Пыль в зоне Н II приводит к уменьшению количества ионизирующих квантов. В этом случае все приведенные выше результаты справедливы с заменой величины S на zS . Фактор z , зависит от оптической толщи всей области ионизации на пыли: z изменяется от 1 до 0.2 при изменении оптической толщи от 0 до 2 [8]. В нашем случае оптическая

* При $t = t_m$, когда $v_i = 0$, время t_i определяется скоростью рекомбинации, т. е. $t_i \sim t_0$.

** При $t \sim t_m$ ионизационный фронт R -типа переходит в D -фронт, но длительность стадии D -фронта мала, $\Delta t_D \sim \frac{10 r_{st}^2 v_R k T_s n}{L} t_0 \sim 0.3 S_{48}^{2/3} L_{36}^{-1} n^{-4/3} t_0$.

толща зоны Н II на пыли невелика: с учетом перераспределения пыли за счет выметания вещества ветром, на момент времени $t = t_m$ оптическая толща составляет $\tau \approx 0.05$ для $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и $\tau \approx 0.5$ для $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$, при $t > t_m$ значение τ зоны Н II уменьшается: в расчетах мы принимали эффективное сечение экстинкции равным $2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ около $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ [9, 10]. Согласно [8] при $\tau = 0.5$ $z = 0.5$. Это слабо влияет на размер зоны Н II, r_p , поскольку при $t < t_m$ $r_i \propto S^{1/3}$; при $t > t_m$ зависимость еще более слабая. Наиболее чувствительно к изменениям S время $t_{\text{дип}}$: $t_{\text{дип}} \propto S$. В целом пыль приводит к уменьшению пространственных и временных масштабов рассматриваемых процессов.

3. *Наблюдаемые величины.* Типичной особенностью зоны ионизации в окрестности звезды с ветром является разделение ее на две части: 1) разреженная внешняя область невозмущенного ударной волной, ионизованного газа и 2) плотная, сосредоточенная в тонком слое, внутренняя область (рис. 1). Во внешней области формируются слабые низкоскорост-

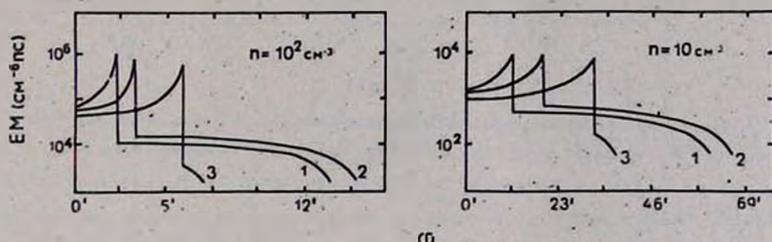


Рис. 1. Распределение меры эмиссии зоны Н II по углу для звезды, окруженной газом с плотностью частиц $n = 10^2 \text{ см}^{-3}$ (слева) и $n = 10 \text{ см}^{-3}$ (справа). Расстояние до звезды принято равным 300 пс, $t_1 = 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет, $t_2 = 2.2 \cdot 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет, $t_3 = 6 \cdot 10^5 \text{ л}^{-1}$ лет; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

ные компоненты рекомбинационных линий, во внутренней — сильные высокоскоростные компоненты. Мера эмиссии высокоскоростной компоненты составляет при $t < t_{\text{дип}}$:

$$EM_h \approx 10^{2.5} L_{36}^{3/5} n^{7/5} t^{-1/5} \text{ см}^{-6} \text{ пс}, \tag{8}$$

здесь t в годах. Отношение мер эмиссии низкоскоростной компоненты EM_l к высокоскоростной — EM_h изменяется при этом так, как показано на рис. 2. Заметим, что на этой стадии EM_h не зависит от S .

Возраст структуры определяется отношением наблюдаемых величин R_s и v_s : $t = \frac{3}{5} \frac{R_s}{v_s}$. По известным значениям t и v_s из (3) можно определить $n \approx 0.04 L/m_s v_s^3 R_s^2$. Подставляя это в (8), получим:

$$EM_h \approx 10^{6.4} L_{36}^2 \left(\frac{R_s}{1 \text{ пс}} \right)^{-3} \left(\frac{v_s}{10 \text{ км/с}} \right)^{-4} \text{ см}^{-6} \text{ пс.} \quad (9)$$

Наличие низкоскоростной компоненты рекомбинационного излучения будет свидетельствовать о том, что $t < t_{\text{dip}}$, тогда из (9) по наблюдаемым величинам можно определить L . При $t > t_{\text{dip}}$ $EM_l = 0$, а

$$EM_h \approx 10^{8.4} S_{48} L_{36}^{-2/5} n^{2/5} t^{-6/5} \text{ см}^{-6} \text{ пс.} \quad (10)$$

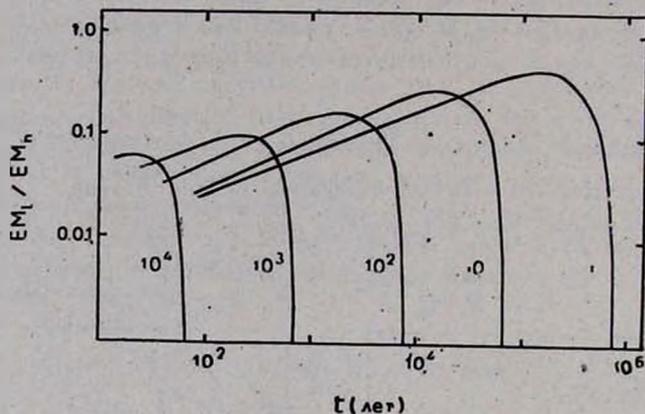


Рис. 2. Отношение меры эмиссии низкоскоростной компоненты рекомбинационного излучения EM_l к мере эмиссии высокоскоростной компоненты EM_h в центре туманности. Числа рядом с кривыми соответствуют плотности числа частиц окружающего звезду газа; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

Из (10) видно, что при $t \sim t_{EM} \approx 10^{5.3} S_{48}^{5/6} L_{36}^{-1/3} n^{1/3}$ лет мера эмиссии упадет до значений $\sim 10^2 \text{ см}^{-6} \text{ пс}$, и оболочка Н II перестанет быть видной. Если концентрация частиц в невозмущенном газе $n \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$, то это произойдет при $t \sim t_s \approx 10^{6.2} L_{36}^{1/2} n^{-1/2}$ лет, когда давление газа в пузыре станет равным окружающему: $p_{\text{ex}} \sim 10^{-12} n \text{ дин/см}^2$ [11], в результате оболочка расплывается и останавливается. При этом ее мера эмиссии

$$EM_h \approx 3 S_{48} L_{36}^{-1} n \text{ см}^{-6} \text{ пс,} \quad (11)$$

а перепад меры эмиссии от центра туманности к краю (см. рис. 1) составит $2 \div 3$. Повтому при $t > 10^{5.6}$ лет кольцевая структура туманности будет практически не видна. Таким образом, ярко выраженная оболочечная зона Н II может наблюдаться в течение времени, значительно меньшего, чем время пребывания на главной последовательности звезды спектрального класса позднее О5. Возможно, именно это обстоятельство объясняет тот факт, что кольцевые структуры Н II встречаются редко.

Начиная с $t = t_{dip}$, часть газа в плотной оболочке оказывается неионизованной и, следовательно, видной в линии 21 см. В этом случае толщина слоя Н II в оболочке определяется выражением:

$$\Delta r_I = \frac{S}{4\pi R_*^2 n_*^2}$$

Из закона сохранения массы следует, что плотность нейтрального водорода на луче зрения, проходящего через центр туманности, равна:

$$N_{HI} = \frac{R_* n}{3} - n_* \Delta r_I$$

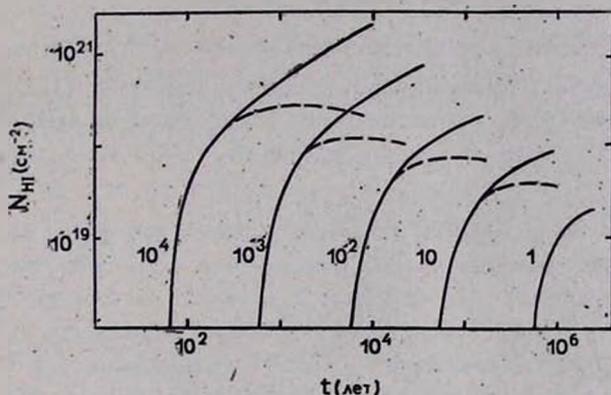


Рис. 3. Плотность нейтрального водорода N_{HI} на луче зрения, соединяющего наблюдателя и звезду. Пунктиром показана зависимость $N_{HI}(t)$, учитывающая образование молекулы H_2 в плотной оболочке; $L_{36} = 1$, $S_{48} = 1$.

Мы приводим на рис. 3 зависимость $N_{HI}(t)$. Полная масса оболочки равна сумме масс Н II — и Н I-газа, но благодаря большой плотности в оболочке газ быстро рекомбинирует — этому соответствует крутой рост N_{HI} на временах, близких к t_{dip} . Величину N_{HI} удобно выразить через наблюдаемые R_* и v_* :

$$N_{HI}/10^{19} \text{ см}^{-2} \approx 10^{2.5} L_{36} \left(\frac{R_*}{1 \text{ пс}}\right)^{-1} \left(\frac{v_*}{10 \text{ км/с}}\right)^{-3} - S_{48} L_{36}^{-1} \left(\frac{v_*}{10 \text{ км/с}}\right), \quad (12)$$

при этом:

$$EM_h \approx 10^4 S_{48} \left(\frac{R_*}{1 \text{ пс}}\right)^{-2} \text{ см}^{-6} \text{ пс}. \quad (13)$$

При концентрации частиц окружающей среды $n \geq 10^2 \text{ см}^{-3}$, спустя время $t \sim t_{dip}$, в нейтральной оболочке могут образовываться моле-

кулы H_2 . Этому соответствует уменьшение N_{H1} (на рис. 3 показано пунктиром). Формулы (12) и (13) применимы на тех стадиях, когда отсутствует низкоскоростная компонента эмиссии.

4. *Обсуждение.* Типичное значение отношения интенсивностей низкоскоростной компоненты к высокоскоростной H_2 , найденное Щегловым [1] в туманности Ориона, составляет $I_1/I_h \approx 0.01 \div 0.001$. Мебарн [5] нашел в M 16 и M 17 по линии λ 5007 А (O III) $I_1/I_h \approx 0.1 \div 0.2$. Это означает (см. рис. 2), что возраст наблюдаемой структуры близок (или меньше) к $t_{дip}$. Значение скорости v_s в этот момент:

$$v_s \geq 10^{1.3} L_{36}^{3.5} S_{48}^{-2.5} n^{1/5} \text{ км/с.} \quad (14)$$

Для плотности частиц в туманности $n = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$, $v_s \geq (10^{1.7} \div 10^{2.1}) L_{36}^{3.5} S_{48}^{-2.5} \text{ км/с}$. Таким образом, наблюдаемые в [1, 5] скорости $v \sim 50 \div 100 \text{ км/с}$ легко объясняются ускорением вещества ветром с $L \lesssim 10^{30} \text{ эрг/с}$, что при скорости ветра $v_w = 2000 \text{ км/с}$ соответствует $\dot{M} \lesssim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$.

Приведенные выше оценки делают понятным тот факт, что оболочечные зоны H II встречаются крайне редко — это есть следствие того, что, во-первых, мера эмиссии оболочки быстро падает и, во-вторых, из-за уменьшения давления в пузыре уменьшается контраст меры эмиссии от центра туманности к краю. Характерное время уменьшения t_{EM} существенно меньше времени пребывания на главной последовательности для звезд спектральных классов OB. Для звезд—компонентов двойных систем t_{EM} еще меньше, так как при прочих равных условиях они теряют массу эффективнее, чем одиночные звезды, а по нашим оценкам $t_{EM} \propto L^{-1.3}$. Правда, здесь кольцевые H II-структуры могут возникать в результате сброса оболочки в процессе эволюции тесных двойных [12].

Ростовский государственный
университет

SHELL-LIKE H II-ZONE

E. L. LOGVINENKO, Yu. A. SHCHEKINOV

The structure of H II-zone near the star with strong stellar wind is considered. At initial stages, when stellar wind pressure is large, ionized gas is contracted in a thin shell. After the time $t \sim 4 \cdot 10^5$ years, wind pressure decreases and shell-like structure of H II-gas prac-

tically disappear. It is shown that high-velocity motions of ionized gas ($v \sim 100$ km/s) in Orion, M 16, M 17 may be caused by stellar wind with mechanical luminosity $L \lesssim 10^{36}$ erg/s ($M \lesssim 10^{-6} M_{\odot}/\text{year}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. V. Shcheglov, *Astrophys. Lett.*, 1, 145, 1968.
2. S. B. Pikel'ner, *Astrophys. Lett.*, 2, 97, 1968.
3. В. С. Аведисова, *Астрон. ж.*, 48, 894, 1971.
4. J. E. Dyson, J. de Vries, *Astron. Astrophys.*, 20, 223, 1972.
5. J. Meaburn, *Nature*, 228, 1069, 1970.
6. J. K. Hill, D. J. Hollenbach, *Ap. J.*, 225, 390, 1978.
7. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
8. V. Petrosian, J. Silk, G. B. Field, *Ap. J. Lett.*, 177, L69, 1972.
9. R. C. Bless, B. D. Savage, *Ap. J.*, 171, 293, 1972.
10. E. B. Jenkins, B. D. Savage, *Ap. J.*, 187, 249, 1974.
11. P. C. Myers, *Ap. J.*, 225, 380, 1978.
12. Т. А. Лозинская, А. В. Тутуков, *Научные информации Астросовета АН СССР* 49, 21, 1981.

УДК 52—473—726

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ. РОЛЬ РЕАКЦИЙ ПЕРЕЗАРЯДОК

А. А. СУЧКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 30 августа 1982

Принята к печати 20 апреля 1983

Рассмотрено ионизационное равновесие элементов H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S в газе низкой плотности. Ионный состав такого газа при $T < 10^5$ К существенно зависит от реакций перезарядок. Приводятся таблицы ионного состава в диапазоне температур $10^4 \div 10^5$ К.

1. *Введение.* Ионизационное равновесие элементов в космической плазме низкой плотности при чисто тепловой ионизации неоднократно вычислялось по мере уточнения коэффициентов и скоростей процессов [1, 2]. Последний, наиболее полный расчет выполнен в [3]. Однако во всех этих расчетах не принимались во внимание реакции перезарядки. Вместе с тем, скорости протекания этих реакций велики (в большинстве случаев порядка 10^{-9} см³ с⁻¹), и при определенных условиях могут существенно изменить ионизационный баланс. Ниже мы проводим расчеты ионизационного равновесия ряда элементов в диапазоне температур $T = 10^4 \div 10^5$ К, в котором существенны реакции перезарядки.

2. *Метод расчета.* Уравнение ионизационного равновесия записывается в виде:

$$\frac{n(X_{z-1})}{n(X_z)} = \frac{S_z n_e + k_s(\text{H II}) n(\text{H II}) + k_s(\text{He II}) n(\text{He II})}{n_e(\alpha_{z+1}^r + \alpha_{z+1}^d) + k_{s+1}(\text{H I}) n(\text{H I}) + k_{s+1}(\text{He I}) n(\text{He I})} \quad (1)$$

Здесь $n(X_z)$ (см⁻³) — плотность числа частиц ионов элемента X с зарядом иона z; S_z (см³ с⁻¹) — скорость тепловой ионизации электронами; n_e (см⁻³) — плотность числа частиц электронов; $k_s(\text{H I})$, $k_s(\text{H II})$, $k_s(\text{He I})$, $k_s(\text{He II})$ (см³ с⁻¹) — скорость реакций перезарядки соответствующих ионов с H I, H II, He I, He II, причем первые две скорости соответствуют перезарядке рекомбинации, две другие — перезарядке ионизации; α_z^r , α_z^d (см³ с⁻¹) — соответственно скорости радиационной и диэлектронной рекомбинаций.

К уравнению (1) следует добавить уравнение квазинейтральности среды:

$$n_e = \sum_{X=1}^X \sum_{z=1}^z n(X_z), \quad (2)$$

$X = 1, 2, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16$ для элементов H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, соответственно.

Данные для вычисления скоростей тепловой ионизации взяты из работы Лотца [4]. В диапазоне температур $T = 10^4 \div 10^5$ К в большинстве случаев для рассматриваемых элементов скорости процессов автоионизации малы [5], поэтому мы их не учитывали. Коэффициенты для скоростей радиационной и диэлектронной рекомбинаций приведены в работе Алдрованди и Пекинио [6], некоторые уточненные значения взяты из работы [3]. Значения скоростей перезарядок для ионов с $z < 5$ приведены в работах [7—9]. Для ионов с $z \geq 5$ мы оценивали значения скоростей перезарядок с H I и He I, основываясь на сечениях, приведенных в работах [10] и [11] соответственно.

Рассматриваемые нами температуры ($T > 10^4$ К) соответствуют условиям в газе, в котором предположительно формируются линии поглощения ионов C IV, Si IV и S IV [12—14]. Мы ограничили наше рассмотрение температурой 10^5 К, т. к. при $T > 2.5 \cdot 10^4$ К водород практически полностью ионизован, концентрация He I пренебрежимо мала при $T > 7 \cdot 10^4$ К, а реакции перезарядки ионизации с H II и He II становятся несущественными при $T > 7 \cdot 10^4$ К по сравнению со скоростями тепловой ионизации.

3. *Результаты.* На рис. 1 приведены кривые ионизационного равновесия в зависимости от температуры для элементов, которые используются для диагностики межзвездной среды — C, N, O, Si, S (сплошные линии). Для сравнения приведены кривые, построенные по расчетам Шулла [3] (пунктирные линии). В табл. 1 приведены относительные концентрации для всех элементов, включенных в баланс, C, N, O, Ne, Mg, Si, S.

Для удобства мы представляли зависимости скоростей перезарядок рекомбинации, приведенные в упомянутых выше работах, в двухпараметрической форме:

$$k(T) = k_0 T^a. \quad (3)$$

Для перезарядок ионизации с H II, He II является функцией температуры [8]:

$$k_0(T) = k_1 \exp(-\Delta E/kT), \quad (4)$$

где ΔE — разность энергий ионизации взаимодействующих ионов. В табл. 2 приведены параметры для представления скоростей перезарядок в двух- и трехпараметрическом виде.

В рассматриваемом диапазоне температур эта аппроксимация является достаточно точной, при более высоких температурах вносимая ошибка незначительна, т. к. перезарядки теряют значимость по причинам, указанным выше.

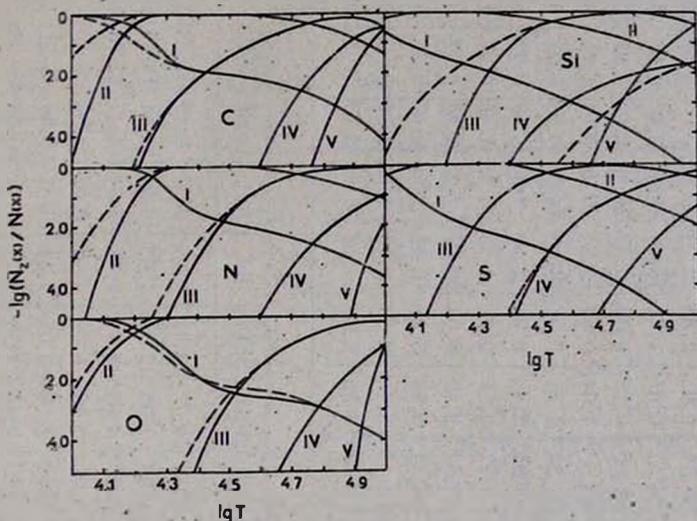


Рис. 1.

Для $z \geq 5$ мы использовали значения для сечений перезарядки с H I и He I, вычисленные в адиабатическом приближении; в рассматриваемом диапазоне температур такое приближение справедливо [10, 11]. Аппроксимационная зависимость для скорости перезарядки иона с $z \geq 5$ с нейтральным водородом представляется в виде T — в град. Кельвина:

$$k_z(\text{H I}) = 3.46 \cdot 10^{-11} z^{1.06} T^{0.446} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (5)$$

Используя сечение для перезарядки иона с $z \geq 5$ с нейтральным гелием, приведенное в работе [11], выражение для скорости перезарядки мы записывали в виде:

$$k_z(\text{He I}) = 8.5 \cdot 10^{-12} T^{1/2} z \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (6)$$

Реакции перезарядок ионов с $z \geq 5$ с нейтральными водородом и гелием вносят малый вклад в ионизационный баланс, т. к. произведение концентраций $n(X_z)n(\text{H I}, \text{He I})$ при $z \geq 5$ мало для всех температур.

ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ИОНОВ ОТ
ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИВЕДЕНЫ ЗНАЧЕНИЯ — $\lg [N(X_z)/N(X)]$

$\lg T$	С I	С II	С III	С IV	NI	N II	N III	N IV	O I	O II	O III	O IV	Ne I	Ne II	Ne III	Ne IV
4.0	0.0	4.39	15.89	42.81	0.0	6.18	20.58	47.75	0.0	2.85	22.78	53.83	0.0	6.84	24.81	60.13
4.1	0.01	1.81	9.36	29.80	0.0	3.1	13.86	34.57	0.02	1.32	16.05	39.87	0.0	4.57	18.03	45.13
4.2	0.41	0.21	4.99	20.21	0.07	0.82	8.54	24.08	0.26	0.32	10.87	28.92	0.0	2.65	12.6	33.22
4.3	1.41	0.02	3.15	14.24	0.77	0.08	5.08	16.5	1.04	0.04	7.24	20.74	0.03	1.13	8.26	23.7
4.4	1.81	0.01	2.15	10.14	1.49	0.01	3.04	11.32	1.85	0.01	4.58	14.59	0.39	0.23	5.1	16.39
4.5	2.01	0.02	1.36	7.11	1.86	0.02	1.60	7.45	2.4	0.0	2.67	9.84	1.19	0.03	3.1	11.09
4.6	2.21	0.07	0.82	4.81	2.1	0.09	0.75	4.92	2.56	0.01	1.58	6.38	1.86	0.01	1.73	7.22
4.7	2.5	0.21	0.43	3.11	2.37	0.24	0.38	3.42	2.69	0.06	0.87	4.13	2.27	0.07	0.84	4.57
4.8	2.9	0.44	0.21	1.84	2.75	0.46	0.18	2.34	2.98	0.21	0.42	2.66	2.67	0.26	0.35	2.83
4.9	3.42	0.78	0.15	0.91	3.16	0.74	0.10	1.51	3.4	0.50	0.18	1.84	3.17	0.59	0.14	1.65
5.0	4.27	1.45	0.46	0.48	3.68	1.09	0.10	0.88	3.96	0.89	0.12	0.93	3.79	1.03	0.12	0.84

$\lg T$	Mg I	Mg II	Mg III	Mg IV	Si I	Si II	Si III	Si IV	S I	S II	S III	S IV
4.0	0.49	0.17	10.05	53.8	0.67	0.11	10.7	24.42	0.24	0.37	8.83	25.93
4.1	0.93	0.05	6.85	40.77	1.17	0.03	7.35	17.33	1.05	0.04	5.54	18.45
4.2	1.37	0.02	4.35	30.47	1.54	0.01	4.68	12.1	1.75	0.01	3.42	12.93
4.3	1.78	0.01	2.32	22.2	1.85	0.01	2.58	8.09	2.13	0.01	1.86	8.4
4.4	2.23	0.09	0.78	15.87	2.16	0.04	1.08	5.09	2.42	0.07	0.86	5.31
4.5	3.23	0.75	0.09	11.28	2.58	0.2	0.44	3.58	2.79	0.23	0.38	3.28
4.6	4.54	1.75	0.01	7.9	3.06	0.43	0.2	2.91	3.22	0.48	0.18	2.02
4.7	5.67	2.61	0.0	5.29	3.56	0.71	0.1	2.47	3.71	0.78	0.1	1.34
4.8	6.63	3.29	0.0	3.31	4.08	1.0	0.05	2.07	4.25	1.13	0.11	0.83
4.9	7.4	3.83	0.01	1.88	4.6	1.31	0.06	1.78	4.84	1.54	0.21	0.48
5.0	7.97	4.16	0.05	0.94	5.37	1.86	0.34	1.66	5.53	2.05	0.42	0.25

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ПЕРЕЗАРЯДОК*

Элем.	Ион							
	I		II		III		IV	
	k_0	α	k_0	α	k_0	α	k_0	α
C	3.87(-19)	1.64	1.9 (-19)	1.68	3.2 (-10)	0.26	1.93(-15)	1.4
N	1.0 (-12)	1.4	2.1 (-10)	0.153	3.56(-12)	0.73	2.08(-16)	1.73
O	6.8 (-10)	0.0	1.09(-11)	0.46	1.47(-10)	0.44	1.07(-12)	0.6
Ne	0.0	0.0	0.0	0.0	4.9 (-11)	0.52	5.51(-11)	0.52
Mg	0.0	0.0	4.8 (-11)	0.53	4.8 (-11)	0.53	6.6 (-9)	0.0
Si	0.0	0.0	5.0 (-9)	0.0	2.8 (-10)	0.041	6.4 (-10)	0.14
S	0.0	0.0	1.0 (-14)	0.0	1.64(-9)	0.037	2.07(-9)	0.124

а)

б)

C	0.0	0.0	0.0	0.0	1.03(-17)	1.67	1.0 (-14)	0.0
N	0.0	0.9	2.3(-11)	0.29	1.39(-12)	0.48	7.35(-9)	-0.14
O	0.0	0.0	0.0	0.0	1.0 (-9)	0.0	7.4 (-10)	-0.013
Ne	0.0	0.0	1.0(-14)	0.0	1.0 (-14)	0.0	1.39(-11)	0.0
Mg	0.0	0.0	0.0	0.0	5.4 (-10)	0.035	1.1 (-10)	0.33
Si	0.0	0.0	0.0	0.0	2.7 (-12)	0.64	6.3 (-10)	0.07
S	0.0	0.0	0.0	0.0	3.0 (-12)	0.64	3.94(-14)	0.32

в)

	k_1	α	ΔE (эВ)
N II	3.0 (-19)	1.79	5.03
Mg II**	6.65(-14)	0.02	1.44
Si II	1.43(-11)	0.26	6.91
Si III	7.1 (-17)	1.54	6.88
S II	1.8 (-15)	1.03	9.17
S III	3.13(-17)	1.4	10.47

* $k(T) = k_0 T^\alpha$ (а) и (б), $k(T) = k_1 T^\alpha \exp(-\Delta E/kT)$ (в), в реакциях $N^{+z} + H \rightarrow N^{z-1} + H^+$ (а), $N^{+z} + He \rightarrow N^{z-1} + He^+$ (б), $N^{+z} + He^+ \rightarrow N^{z+1} + He$ (в). Цифры в скобках обозначают порядок.

** В реакции с N II: $Mg^+ + H^+ \rightarrow Mg^{+2} + H$.

IONIZATION EQUILIBRIUM IN RAREFIED GAS. THE EFFECT OF CHARGE-EXCHANGE REACTIONS

A. A. SUCHKOV, Yu. A. SHCHEKINOV

The ionization of elements H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si and S in low-density gas is considered. The ionic composition of such gas at $T < 10^5$ K is mainly controlled by charge-exchange reactions. The results are tabulated for temperature range of 10^4 – 10^5 K.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Jordan, M. N. RAS, 142, 501, 1969.
2. N. K. Jain, U. Narain, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 31, 1, 1969.
3. J. M. Shull, M. Van Steenberg, Ap. J. Suppl. ser., 48, 1982 (in press).
4. W. Lotz, Z. Phys., 216, 241, 1968.
5. R. D. Cowan, J. B. Mann, Ap. J., 232, 940, 1978.
6. S. M. V. Aldrovandi, D. Pequignot, Astron. Astrophys., 25, 137, 1973.
7. W. D. Watson, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 585, 1978.
8. S. E. Butler, A. Dalgarno, Ap. J., 241, 838, 1980.
9. S. E. Butler, T. G. Heil, A. Dalgarno, Ap. J., 241, 442, 1980.
10. В. М. Галицкий, Е. Е. Никитин, Б. М. Смирнов, Теория столкновений атомных частиц, Наука, М., 1981.
11. H. Knudsen, H. K. Haugen, P. Hvelplund, Phys. Rev. A, 23, 597, 1981.
12. R. McCray, Topics in Interstellar Matter, ed. Hugo van Woerden, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 35, 1977.
13. R. McCray, T. P. Snow, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 213, 1979.
14. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, G. E. McCluskey, Ap. J., 237, 19, 1980.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.7—355

О СПЕКТРЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 2968

Галактика NGC 2968 с пятью другими галактиками представляет оригинальный класс Холмберга [Iг II]1[. Она находится на расстоянии 5.8 от галактики NGC 2964 = Марк 404 и составляет с ней физическую пару [2]. Недалеко от NGC 2968 (4.6) находится галактика NGC 2970 = Марк 405, но ее красное смещение примерно в 10 раз больше красного смещения NGC 2968 [3]. Лучевую скорость NGC 2968 определили впервые де Вокулеры по линиям H и K Ca II [4]. Кроме этих линий Тифт недавно обнаружил в спектре NGC 2968 линии 5175 Mg I и 5898 Na I [5]. Определенное Тифтом значение красного смещения NGC 2968 отличается от значения, определенного де Вокулерами, на 150 км/с.

В настоящем сообщении приведены результаты спектрального анализа NGC 2968, проведенного по спектрам, полученным в касегреновском фокусе 5-м телескопа обсерватории Хейл и в фокусе несмита 2.6-м телескопа Крымской обсерватории.

На 5-м телескопе получена одна спектрограмма 1. 1. 1968 г. с помощью ЭОП на пластинке Kodak II aO при экспозиции 8 мин. Она охватывает спектральную область 3700—5050 Å, средняя дисперсия 85 Å/мм. На 2.6-м телескопе получены две спектрограммы 23/24. 3. 79 г. с помощью спектрографа СПЭМ и ЭОП-а типа УМ-92. Эти спектрограммы центрированы на линии H_α и H_β и охватывают по 1000 Å около этих линий. Все спектрограммы получены при ориентировке щели спектрографа по большой оси галактики. Положение щели спектрографа при спектральных наблюдениях показано на рис. 1, где приведена прямая фотография NGC 2968, полученная в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории на пластинках ORWO ZU-2 без фильтра с экспозицией 15 мин. На этой фотографии хорошо просматривается полоса пыли в северо-западной части галактики. В центре же овального балджа обнаруживается почти звездобразное ядро, которое ставит под сомнение принадлежность галактики NGC 2968 к классу иррегулярных галактик.

Запись спектра NGC 2968, сделанная на приборе ИФФ-451 по спектрограмме, полученной на 5-м телескопе, приведена на рис. 2. Кроме сильных линий H и K Ca II и полосы G, в спектре NGC 2968 обнаруживаются много слабых линий поглощения металлов, бальмеровская же серия водорода почти отсутствует — видна только слабая линия поглощения H₃.

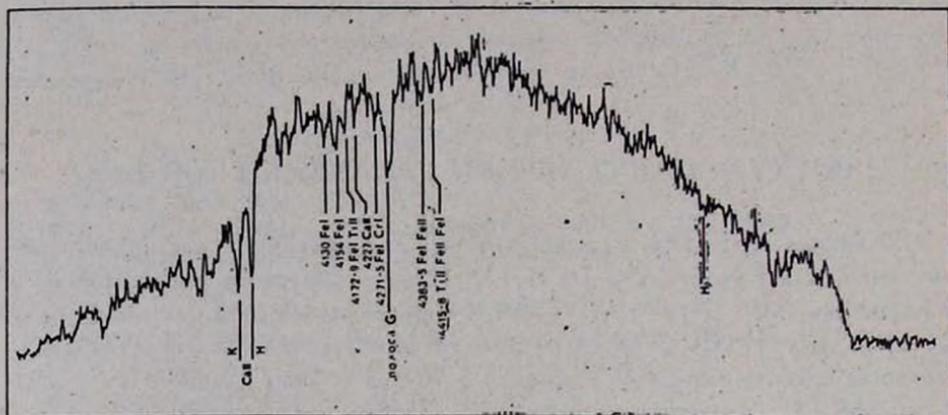


Рис. 2. Запись спектра галактики NGC 2968.

В табл. 1 приведены эквивалентные ширины наиболее уверенно отождествленных в спектре NGC 2968 линий поглощения и определенные по этим линиям значения красных смещений.

Таблица 1
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ГАЛАКТИКИ NGC 2968

$\lambda_{\text{набл.}}$	λ_0	Элемент	z	W
3953	3934	Ca II K	0.0048	6.78
3987	3968	Ca II H	0.0048	6.27
4066	4045	Fe I	0.0051	0.65:
4173	4154	Fe I	0.0046	1.31
4199	4172—9	Ti II, Fe II, Y II	0.0050	2.30
4245	4227	Ca II	0.0046	0.74
4292	4271—5	Fe I	0.0047	1.25
4327	4304	G полоса	0.0052	6.18
4404	4383—5	Fe I, Fe II	0.0046	2.22
4429	4415—8	Ti II, Fe II, Fe I	0.0045	1.28
4805	4780	Mg H?	0.0052	0.44
4885	4861	H ₃	0.0049	0.70

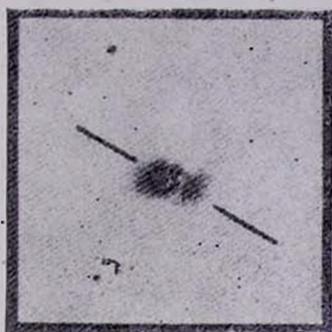


Рис. 1. Фотография галактики NGC 2968 (север сверху).

К ст. Э. Е. Хачикяна, Н. К. Андреева.

Все вычисления произведены по спектрограмме, полученной на 5-м телескопе, так как, хотя все эти линии обнаруживаются и на спектрограмме, полученной на 2,6-м телескопе, они размыты и менее пригодны для количественного анализа. Следует отметить, что в спектре NGC 2968 нет ни одной эмиссионной линии, даже линия H_γ, которая обычно довольно интенсивна в спектрах Iгг II галактик, здесь совершенно не заметна.

Среднее значение галактоцентрической лучевой скорости NGC 2968 по нашим измерениям составляет 1390 ± 70 км/с и в пределах ошибок совпадает со значением, определенным Тифтом (1414 км/с). Эквивалентные ширины спектральных линий NGC 2968, которые представляют интерес для изучения звездного состава и эволюции галактик [6], соответствуют спектральному классу G (или раннему K). Видимо в NGC 2968 доминирует второго типа звездное население, т. е., судя по спектру, эта галактика действительно соответствует критерию Холмберга принадлежности к классу Iгг II галактик, в отличие от некоторых других галактик, которые, несмотря на то, что классифицированы как Iгг II галактики, богато населены первым типом звездного населения [7—9]. Спектральный анализ показывает также, что NGC 2968 не похожа на галактику типа M 82 и, по-видимому, ее надо исключить из списка этих галактик.

Авторы благодарны К. К. Чуваеву за помощь при наблюдениях на 2,6-м телескопе Крымской обсерватории. Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает благодарность администрации обсерватории Хейл за предоставленную возможность наблюдать на 5-м телескопе.

On the Spectra of Irregular Galaxy NGC 2968. Results of spectroscopic study of the galaxy NGC 2968 are presented. The dominance of type II stellar population in this galaxy is determined.

16 декабря 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. Е. ХАЧИКЯН
Н. К. АНДРЕАСЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Holmberg, *Med. Lund Astron. Obs.*, 11, N 136, 1958.
2. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО*, 7, 1, 1972.
3. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.
4. G. de Vaucouleur, A. de Vaucouleur, *A. J.*, 72, 730, 1967.
5. W. G. Tifft, *Steward Obs. Prep.*, 344, 1982.
6. B. M. Tinsley, *Publ. Astr. Texas Univ.*, Ser. II, 1, No. 15, 1967.
7. Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 9, 197, 1973.
8. Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 577, 1979.
9. Н. К. Андреасян, *Астрофизика* (в печати).

УДК 524.31.7

О ГРУППИРОВКАХ В-ЗВЕЗД В КОРМЕ

Как известно, многие ОВ-ассоциации содержат большие молекулярные облака, в которых часто имеются центры звездообразования. В этих центрах в настоящее время происходит рождение звезд, что является еще одним подтверждением существующих представлений о молодости ОВ ассоциаций. Довольно интересна цепочка, состоящая из объектов, внешне похожих на объекты Херbiga—Аро GGD 20—23 [1], кометарных туманностей GM 1—8, 22 и GM 2—7 [2, 3], а также яркого объекта, похожего на скопление звезд с туманными придатками ($\alpha_{1950} = 7^h 22^m 1$, $\delta_{1950} = -24^\circ 32'$). Полученные в Алма-Ате спектры этого объекта содержат много эмиссионных линий (H_α , λ 6717/31 [S II], и т. д.) [4], причем линии имеют разрывы, что соответствует строению самой туманности в виде рукавов. Цепочка эта расположена в темном канале, входящем в большую светлую диффузную туманность Sh 310. нас заинтересовало, есть ли около этого центра звездообразования скопления ОВ-звезд.

С этой целью мы выписали из каталога SAO все звезды со спектром ранее А0, расположенные в области $\alpha = (6^h 00^m - 9^h 00^m)$, $\delta = (0^\circ - -40^\circ)$. В этом участке оказалось более 2000 звезд спектрального типа О и В. Мы допустили, что все звезды лежат на главной последовательности и без учета межзвездного поглощения вычислили расстояния до этих звезд. Затем отметили места этих звезд на карте неба. Получилось несколько группировок ОВ-звезд. Ниже приводится таблица, где даны соответственно координаты центров группировок, среднее расстояние до группировок в парсеках, размеры группировок в дуговых единицах и число ОВ-звезд в группировках.

Группы 1—5 вместе составляют длинную цепочку, в основном вытянутую по α ($\sim 15^\circ$). Группировка 5 расположена рядом со светлой туманностью NGC 2568, так что возможно составляет вместе с ней ассоциацию. Светлые и темные волокна простираются вдоль этих пяти группировок (волокна видны на картах Паломарского атласа неба). Эти группировки могут составлять большую ассоциацию.

Группировки 6—12 также, по-видимому, составляют гигантскую ассоциацию ($\sim 20^\circ$). Если соединить линией группировки 1—5, то она получится примерно параллельной линии, соединяющей группировки 6—12. Эти линии на галактической плоскости имеют вид отростка, выходящего из Ориона рукава.

Таблица 1

№	Координаты		r (пс)	Размеры	N
	α_{1950}	δ_{1950}			
1	7 14	-35 40	470 ± 100 пс	$1.5 \times 2^{\circ}$	12
2	7 16	-37 00	340 ± 100	1.2×1.3	12
3	7 21	-36 10	450 ± 100	1×1	9
4	7 49	-33 00	470 ± 100	2×3	27
5	8 15	-36 50	520 ± 100	3×4	53
6	7 07	-28 30	500 ± 50	0.5×1	7
7	7 11	-28 01	520 ± 50	1×1	7
8	7 13	-30 50	420 ± 100	1.5×1.5	9
9	7 21	-32 00	450 ± 100	0.2×0.5	7
10	7 31	-23 35	550 ± 100	1.5×1	17
11	7 42	-31 00	520 ± 100	2.2×2.7	23
12	8 18	-30 40	530 ± 100	3×2.4	26
13	7 23	-24 40	500 ± 100	0.5×0.5	6

Более подробное исследование области $\alpha = (6^h - 9^h)$, $\delta = (0^\circ - -40^\circ)$ будет опубликовано позднее.

On Groupings of B Stars in Puppis. The results of the search of groupings of B stars in Puppis are given. 13 such groups were obtained.

20 октября 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L. Ggulbudaghtian, Ya I. G'ushkov, E. K. Denisyuk, Ap. J., 224, L137, 1978.
2. А. Л. Гюльбудагян, Т. Ю. Мазакиян, Письма АЖ, 3, 113, 1977.
3. А. Л. Гюльбудагян, Т. Ю. Мазакиян, Астрон. цирк., № 953, 1977.
4. А. Л. Гюльбудагян, ДАН Арм.ССР, 65, 35, 1977.

УДК 524.54

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В последние годы в Бюраканской астрофизической обсерватории открыты новые кометарные туманности, данные о которых собраны в ката-

логе Парсамян и Петросян [1]. Многие кометарные туманности имеют форму дуги, запятой или просто конуса (униполярного или биполярного). В первых двух случаях (при сильном загибе туманностей) трудно определить ориентацию вытянутости кометарных туманностей относительно связанных с ними звезд, чтобы можно было ее сопоставить с направлением плоскости поляризации окружающих их звезд фона с целью определения причины и механизма ориентации кометарных туманностей [2].

Поэтому в настоящей работе поставлена задача: определить направление загиба кометарных туманностей (по часовой или против часовой стрелки) и рассмотреть, случайно ли распределены направления загиба в определенных участках Галактики.

Решение поставленного вопроса важно тем, что оно дает возможность получить представление о распределении направления магнитных моментов или осей вращения звезд, связанных с кометарными туманностями, относительно локальных или общегалактических магнитных полей тех областей Галактики, где они расположены.

Для решения поставленного нами вопроса схематически представим форму и направление загиба кометарных туманностей типа Ia, IIa и IIb по [1].

На рис. 1 представлена схематическая форма кометарной туманности NGC 2261, связанной со звездой R Mon. Эта форма соответствует типу Ia (коническая форма). На рисунке проведены две пунктирные кривые, подобные кривой, завершающей хвост кометарной туманности NGC 2261; звезда отмечена крестиком.

Первой пунктирной кривой очерчивается кометарная туманность типа IIb (дуга со звездой). Вторая пунктирная кривая вырисовывает кометарную туманность типа IIa (звезда с запятой).

Таким образом, на рис. 1 сразу изображены три формы кометарных туманностей с загибом кометы по часовой стрелке. На рисунке направление загиба указано стрелкой. При зеркальном отображении, то есть, когда левая часть кометы развита больше, чем правая, мы будем считать, что загиб кометарных туманностей имеет направление против часовой стрелки. В случае, когда правая и левая части кометы развиты равномерно (с небольшой разницей), будем иметь звезды с усиками, например, кометарные туманности № 92, 99 из списка [1] или конусообразную кометарную туманность, например, № 46, 70, для которой трудно определить направление загиба.

На основе рассмотрения крупномасштабных изображений кометарных туманностей, а также изображений, приведенных в работе [1], эти туманности были разбиты на три группы: а) кометарные туманности, загиб хвоста которых имеет направление по часовой стрелке, б) загиб хвоста

которых имеет направление против часовой стрелки и в) кометарные туманности с неопределенным направлением загиба хвоста.

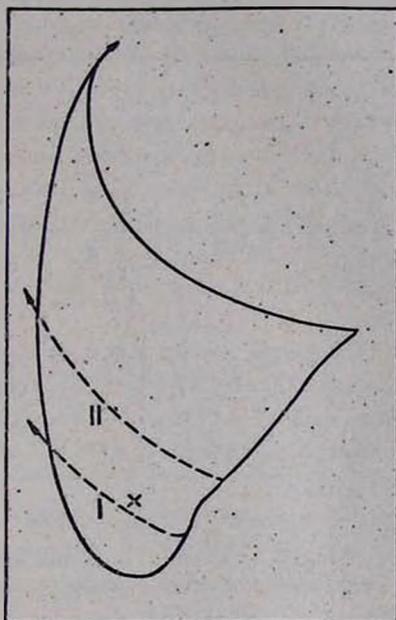


Рис. 1. Схематическая форма кометарной туманности.

На рис. 2 представлено распределение кометарных туманностей по галактической долготе, причем кометарные туманности, входящие в различные группы, имеют различные обозначения.

Как следует из рис. 2, в определенных интервалах галактической долготы встречается сравнительно большое количество туманностей с одинаковым направлением загиба хвоста. Например, в областях созвездий Лебедя и Тельца загиб большинства кометарных туманностей имеет направление против часовой стрелки, а в областях Кассиопеи, Возничего и Единорога загиб преимущественно имеет направление по часовой стрелке. Наибольшую неопределенность для установления направления загиба кометарных туманностей представляет собой область, расположенная между рукавом Киль—Лебедь и Персеем ($l = 85^\circ - 115^\circ$). Неопределенность наблюдается и в области Ориона, где почти одинаковым образом встречаются загибы кометарных туманностей как по часовой стрелке, так и против часовой стрелки.

Если исключить эту область ($-35^\circ < b < 10^\circ$, $170^\circ < l < 220^\circ$), то оказывается, что в 9-и интервалах галактической долготы $l = 70^\circ - 90^\circ$, $90^\circ - 110^\circ$, ..., $210^\circ - 230^\circ$, $230^\circ - 250^\circ$ только в одном ($l = 190^\circ - 210^\circ$ — над Орионом) встречаются кометарные туманности с разными загибами.

Таким образом, вышеприведенные данные показывают, что загиб кометарных туманностей имеет определенное направление в отдельных областях Галактики.

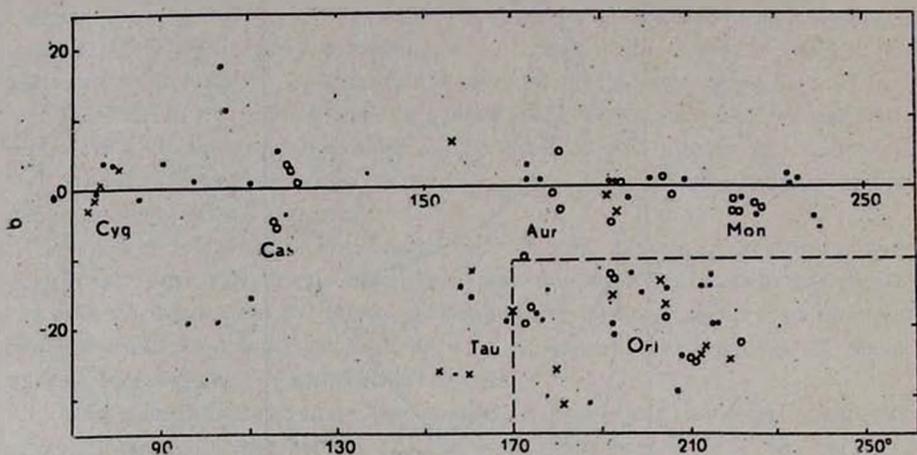


Рис. 2. Распределение кометарных туманностей по галактической долготе (+ — загиб по часовой стрелке; O — загиб против часовой стрелки; . — загиб неопределенный).

Полученные результаты можно объяснить, если предположить, что звезды в определенных областях Галактики формировались вместе, и их оси вращения и, вероятно, направления магнитных полей распределены не случайным образом, а имеют определенную ориентацию относительно направления локального или общегалактического магнитного поля данной области Галактики. Для образования загиба кометарной туманности предполагается, что выброс вещества происходит в направлении магнитного момента звезды, который близок к оси ее вращения и не совпадает с направлением локального магнитного поля данной области. Допускается, что вблизи звезды плотность кинетической энергии вещества больше плотности энергии локального магнитного поля Галактики, а вдали от нее (где в основном происходит загиб кометарной туманности), плотность кинетической энергии вещества становится меньше плотности энергии локального магнитного поля.

Отметим, что одним только воздействием локального магнитного поля нельзя объяснить преимущественное направление загибов кометарных туманностей в одной области, поскольку размеры кометарных туманностей весьма малы и загибы, как таковые, в локальном магнитном поле не могут образоваться. Это следует из наблюдательных данных.

С другой стороны, под воздействием магнитных полей самих звезд. в отсутствие локального магнитного поля, с одинаковой вероятностью могут образоваться загибы как той, так и другой ориентации.

Неопределенность направления загибов в области между рукавами Киля — Лебеда и Персея может быть объяснена очень большим разбросом углов электрического вектора поляризации света звезд в этой области относительно плоскости Галактики (см. рис. 5 из нашей работы [3]).

В области же Ориона размеры туманностей в проекции очень сильно отличаются друг от друга, до 10 раз. Это, возможно, говорит о том, что расстояния этих туманностей весьма различны и что, следовательно, они находятся в различных областях Галактики, с различными направлениями локальных магнитных полей, а также и магнитных полей различных групп звезд.

Итак, вероятно только воздействие локального магнитного поля и не случайным образом ориентированных магнитных полей звезд, в направлении которого выбрасываются вещества, может привести к наблюдаемой картине распределения загибов кометарных туманностей в отдельных областях Галактики.

Отметим, что при несовпадении направления оси вращения звезды с направлением ее магнитного момента, может образоваться кометарная туманность в виде полого конуса.

On a Particularity of Cometary Nebulae. The aim of this paper is to determine the directions of inclinations of cometary nebulae (in or against the clock direction) and find out whether the inclinations in different parts of the Galaxy are randomly distributed. It is shown, that the inclinations of cometary nebulae have definite directions in different parts of the Galaxy. This can be explained by the influence of the local magnetic field and not by the influence of randomly oriented stellar magnetic fields (in different parts of the Galaxy) on the matter thrown out from the stars.

27 октября 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. А. ВАРДАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. С. Парсян, В. М. Петросян, Сообщ. Бюраканской об., 51, 3, 1979.
2. Р. А. Варданян, *Астрофизика*, 1, 429, 1965.
3. Р. А. Варданян (в печати).

УДК 524.7(083.3)

О НЕОДНОРОДНОСТИ ДАННЫХ В КАТАЛОГЕ МКГ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕПОСТОЯНСТВОМ УСЛОВИЙ НАБЛЮДЕНИЙ

В силу различных факторов условия наблюдений не остаются неизменными со временем. К этим факторам можно отнести: изменчивость и неустойчивость атмосферных условий во время наблюдений, зачастую разделенных между собой различными промежутками во времени, невозможность создания строго постоянных условий для обработки фотографических пластинок, неравномерное покрытие пластинок эмульсией. Это ведет к изменению предельного значения звездной величины, а значит и глубины пространства при переходе от одной пластинки к другой. Следствием этого являются ошибки в данных, которые влекут за собой неоднородное включение галактик в каталоги и, в частности, уменьшают надежность данных этих каталогов.

Грос и Пиблс [1] обратили внимание при исследовании каталога галактик Шэйна и Виртанена [2] на то обстоятельство, что оценки корреляционной функции чисел галактик, расположенных на соседних пластинках, систематически больше, чем аналогичные оценки, полученные в пределах отдельных пластинок. Это может привести к ложным корреляциям в распределении галактик. Грос и Пиблс оценили этот эффект в 15% с очень большой долей неопределенности.

В свою очередь, Б. И. Фесенко [3] предложил простой статистический метод для оценки величины этой неоднородности в распределении галактик, обусловленной изменчивостью условий наблюдений. По подсчетам галактик, выполненным на соседних пластинках, на основе исследования каталогов скоплений галактик Эйбелла [4] и Цвикки и др. [5] Б. И. Фесенко обнаружил значительную дисперсию в их числе при переходе от одной пластинки к другой.

Метод Б. И. Фесенко был применен нами к изучению искажений, вносимых изменчивостью условий наблюдений в подсчеты галактик на пластинках Паломарского обзора неба по данным Морфологического каталога галактик [6]. Для анализа использовался Каталог галактик на магнитной ленте [7].

Изучались два типа искажений данных МКГ: искажения в распределении галактик, выражающиеся в колебаниях чисел галактик в пределах отдельных полей размерами $6^\circ \times 6^\circ$, каждому из которых соответствует определенная пластинка Паломарского обзора неба, а также искажения, возникающие при переходе от распределения галактик в одном поле к другому.

С помощью величины γ_1 обозначим колебания чисел галактик внутри одного и того же поля. Среднее значение γ_1 определялось по всем полям, входящим в одну и ту же зону МКГ и имеющим одно и то же склонение, с помощью чисел галактик в западной и восточной половинках полей n_i' и n_i'' , где i — номер поля. В величину γ_1 вносят вклад как случайные отклонения от однородного распределения галактик, так и систематические эффекты, вносимые в распределение галактик на пластинке оптической системой телескопа. Это, отмеченная нами, в частности, восточно-западная асимметрия [8, 9] и другие неоднородности, например, тенденция галактик к скученности.

Величина γ_2 характеризует колебания чисел галактик при переходе от одного поля к другому. γ_2 определялось, в свою очередь, по всем полям, образующим отдельную зону, и подсчитывалось с помощью чисел галактик в прилегающих друг к другу половинках соседних полей n_{i+1}' и n_i'' .

При определении γ_1 и γ_2 использовались равенства, приводимые в работе [3]:

$$\gamma_1 = \frac{\langle (n_i' - n_i'')^2 \rangle}{\langle n_i' + n_i'' \rangle}, \quad \gamma_2 = \frac{\langle (n_{i+1}' - n_i'')^2 \rangle}{\langle n_{i+1}' + n_i'' \rangle}. \quad (1)$$

При отсутствии влияния изменчивости условий наблюдений, а также при условии, что распределения галактик в пределах полей пуассоновские, будет иметь место соотношение: $\gamma_1 = \gamma_2$.

Для выделения эффекта изменчивости условий наблюдений в чистом виде, т. е. свободного от различных искажений в пределах отдельных полей, вводится величина:

$$\Delta = \gamma_2 - \gamma_1 \quad (2)$$

Таким образом, Δ является оценкой вклада изменчивости условий наблюдений в относительную среднюю флуктуацию чисел галактик при переходе от одной пластинки к другой. При вычислении Δ использовались все зоны, за исключением околополярных (15, 14 и 13), в которых из-за сходимости кругов склонения наблюдается частичное перекрытие полей.

Среднее значение Δ , полученное по распределению всех включенных в МКГ галактик, вместе с ошибкой среднего, составляет 3.03 ± 0.68 , что почти вдвое превосходит значение Δ , полученное Б. И. Фесенко для выборки слабых галактик из каталога CG CG [5].

Влияние изменчивости условий наблюдений на видимое распределение галактик было прослежено на примере галактик, отбираемых по различным признакам: по морфологическому типу, яркости, галактической широте, а также для разных томов МКГ. Для возможности сравнения значений Δ , вычисленных на основе различных выборок галактик, вводится величина:

$$t = 2\Delta / \langle \lambda \rangle, \quad (3)$$

где λ — математическое ожидание числа галактик в поле, отобранных по различным признакам. Изменчивость λ вызывается неоднородностью данных.

В табл. 1 приводятся значения Δ , λ и t для следующих выборок галактик: для всех галактик каталога МКГ ($n_{\text{МКГ}}$), спиральных галактик (n_S), эллиптических галактик (n_E), галактик с галактическими широтами ($n_{|b_1| < 60^\circ}$) и ($n_{|b_1| > 60^\circ}$), галактик ярче и слабее $14^m.5$ по определениям Цвикки из каталога CGCG и галактик с оценками величин по Б. А. Воронцову-Вельяминову.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ Δ , λ и t ДЛЯ РАЗНЫХ ВЫБОРОК ГАЛАКТИК

	$n_{\text{МКГ}}$	n_S	n_E	$n_{ b_1 < 60^\circ}$	$n_{ b_1 > 60^\circ}$	$n_{m < 14^m.5}$	$n_{m > 14^m.5}$	$n_{m_{\text{МКГ}}}$
Δ	3.03 ± 0.68	1.51 ± 0.29	1.10 ± 0.38	2.47 ± 0.62	4.43 ± 1.92	1.02 ± 0.58	1.51 ± 0.63	1.35 ± 0.51
λ	36.67	22.36	11.76	30.73	49.93	11.83	18.79	18.03
t	0.166 ± 0.037	0.136 ± 0.026	0.188 ± 0.065	0.160 ± 0.040	0.178 ± 0.077	0.172 ± 0.098	0.160 ± 0.067	0.150 ± 0.057

Анализ табл. 1 показывает, что для чисел галактик всех рассматриваемых выборок характерны заметные колебания при переходе от одного поля к другому и не отмечается аномальных отклонений в вычисленных значениях t для какой-нибудь определенной группы галактик. Наибольшее значение $t = 0.188$ получено для эллиптических галактик, а наименьшее $t = 0.136$ для спиральных. Тем не менее, различие в колебаниях чисел эллиптических и спиральных галактик при переходе от одного поля к другому, оцененное по критерию значимости Стьюдента, не оказалось статистически значимым. Интересно отметить, что различие между E- и S-галактиками в γ_2 составляет 0.19, в то время как в γ_1 — 0.56, что свидетельствует о большем влиянии неоднородности, существующей в пределах полей, на вероятность включения эллиптических галактик в каталог МКГ.

В табл. 2 приводится зависимость величин Δ , λ и t от номера тома МКГ.

Анализ табл. 2 показывает, что эффект неоднородности, обусловленный изменчивостью условий наблюдений, оказывается наибольшим для данных III тома, хотя, как это следует из изучения восточно-западной асимметрии в распределении галактик, наиболее неоднородно распределение галактик в пределах отдельных полей, входящих в первые два тома, и

однородно в III томе. Таким образом, данные III тома можно рассматривать как наименее надежные с точки зрения влияния изменчивости условий наблюдений на включение галактик в этот том.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИН Δ , λ И t ОТ
НОМЕРА ТОМА МКГ

	№ тома МКГ			
	I.	II	III	IV
Δ	1.72 ± 1.15	3.40 ± 1.21	5.69 ± 1.18	2.24 ± 1.24
λ	45.35	39.85	30.86	32.65
t	0.076 ± 0.051	0.170 ± 0.061	0.368 ± 0.076	0.136 ± 0.075

Как мы уже отмечали ранее, из-за непостоянства условий наблюдений глубина пространства меняется от пластинки к пластинке, что ведет к обнаружению ложных корреляций в распределении галактик, расположенных на соседних пластинках. Значение параметра t приблизительно равно вкладу изменчивости условий наблюдений в значения двухточечной корреляционной функции чисел галактик; усредненные по всевозможным парам точек в площадке $6^\circ \times 3^\circ$. Грубо можно принять, что характерное, наиболее вероятное угловое расстояние между двумя произвольными точками здесь равно 2° и что $t \approx \bar{\omega} (2^\circ)$. Согласно рис. 13 из работы Гроса и Пиблса [1] для галактик $m \leq 15^m$ $\bar{\omega} (2^\circ) \approx 0.46$. Сопоставляя это значение со значениями t из табл. 2, изменяющимися от 0.08 до 0.37, можно прийти к выводу, что неоднородность данных вносит существенный вклад в значения корреляционной функции чисел галактик. Таким образом, корреляционная функция, начиная примерно с 2° , должна идти заметно ниже степенной зависимости, что свидетельствует об уменьшении тенденции к скученности на больших угловых расстояниях между галактиками. Между тем, в работе Гроса и Пиблса эффект изменчивости условий наблюдений, а также неоднородность данных в пределах отдельных пластинок не были учтены, что несомненно должно отразиться на космогонических выводах из этой работы.

Следовательно, эффект изменчивости условий астрономических наблюдений можно рассматривать в качестве еще одной из причин, вносящей значительный вклад в искажение данных, содержащихся в существующих каталогах галактик, и уменьшающей их надежность.

Автор выражает глубокую благодарность Б. И. Фесенко за полезные советы и критические замечания.

On the Irregularity of the MCG Data Caused by Variability of Observing Conditions. The degree of irregularity in the apparent galaxy distribution arising in the Palomar Sky Atlas print-to-print transition was estimated. This irregularity is caused by the variability of observing conditions. The counts of galaxies within the separate Palomar Atlas prints were carried out on the basis of data taken from the Morphological Catalogue of Galaxies by Vorontsov-Veljaminov et al. It has been shown that the probability of galaxy inclusion into the catalogues is sensitive even to a slight of variability observing conditions. Ignoring such fluctuations in counts of galaxies leads to considerable errors in the values of two-point correlation function of the numbers of galaxies at large angular distances.

23 декабря 1982

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

Н. Г. КОГОШВИЛИ

ЛИТЕРАТУРА

1. E. J. Groth, P. J. E. Peebles, *Ap. J.*, 217, 385, 1977.
2. C. D. Shane, C. A. Wirtanen, *Publ. Lick Obs.*, 22, 1, 1967.
3. Б. И. Фесенко, *Астрон. ж.*, 58, 928, 1979.
4. G. O. Abell, *Ap. J. Suppl. ser.*, 31, 211, 1958.
5. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. 1—6, Zürich, 1961—1968.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 1—4, М., 1962—1968.
7. Н. Г. Когошвили, *Бюлл. Абастуманской обс.*, 46, 153, 1975.
8. Н. Г. Когошвили, *Астрофизика*, 14, 530, 1978.
9. Н. Г. Когошвили, *Бюлл. Абастуманской обс.*, 53, 119, 1980.

УДК 524.338.6—325.2

О СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЯХ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ПЛЕЯД

Как известно, в звездных агрегатах (ассоциациях и скоплениях) наблюдается большое количество вспыхивающих звезд. Впервые оценив их полное число в скоплении Плеяды, В. А. Амбарцумян [1] показал, что почти все звезды низкой светимости в нем должны быть вспыхивающими. Имея в виду молодость агрегата, отсюда можно заключить, что стадия

вспыхивающей звезды представляет собой эволюционную стадию, одну из наиболее ранних в жизни звезд низкой светимости.

С другой стороны, если звезды низкой светимости возникают только в звездных агрегатах, то нужно ожидать, что вспыхивающие звезды в подавляющем большинстве должны встречаться в составе последних.

С этой точки зрения представляет значительный интерес вопрос о связи вспыхивающих звезд области агрегата Плеяды с этой системой.

Этот вопрос впервые был рассмотрен Аро и Чавира [2]. Основываясь на данных о собственных движениях известных к тому времени в области агрегата Плеяды вспыхивающих звезд, они оценили, что около 20% из них являются звездами общего галактического звездного поля.

Однако рассмотрение распределения вспыхивающих звезд этой области на небесной сфере показало [3], что как вероятные члены агрегата, так и вероятные не-члены его (выделенные на основе их собственных движений) проявляют одинаково сильную концентрацию к центру скопления. Плеяды. Этот факт с несомненностью свидетельствует о том, что вспыхивающие звезды, которые на основе их собственных движений считаются вероятными не-членами агрегата Плеяды, также имеют генетическую связь с ним.

Этот вопрос на основе более богатого наблюдательного материала был рассмотрен О. С. Чавушняном [4]. Полученные результаты полностью подтверждают концентрацию на небесной сфере считающихся вероятными не-членами (по собственному движению) агрегата вспыхивающих звезд вокруг центра агрегата Плеяды.

Недавно к этой задаче вернулся Джонс [5]. Определив собственные движения около 200 вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды, он на основании этих движений оценил вероятность быть членом скопления для каждой из них. Оказалось, что согласно этим вероятностям около 40% вспыхивающих звезд области Плеяды являются звездами общего галактического фона.

Так как этот результат находится в противоречии с выводами работ [3, 4], которые, кстати, свидетельствуют о том, что только на основе собственных движений нельзя судить о связи вспыхивающей звезды с агрегатом, и имея в виду принципиальное значение этого вопроса для проблемы эволюции звезд, мы проанализировали его заново, используя данные Джонса [5].

Прежде всего мы определили распределение 194 вспыхивающих звезд на небесной сфере, для которых Джонс [5] вычислил вероятности быть членом агрегата, относительно центра системы (Альционы)*.

* Джонс рассматривал все известные вспыхивающие звезды области Плеяд ярче 17^m.

Все вспышкающие звезды были разделены на две группы по величине вероятности быть членом агрегата; $P \geq 0.50$ (127 звезд) и $P < 0.50$ (67 звезд). Для обеих этих групп вспышкающих звезд плотность на небесной сфере регулярно убывает с удалением от центра агрегата. Такое же падение наблюдается для вспышкающих звезд, имеющих вероятность быть членом агрегата, равную нулю: $P = 0$ (51 звезда). Это означает, что даже те вспышкающие звезды, собственные движения которых сильно отличаются от среднего собственного движения агрегата, то есть, вспышкающие звезды, считающиеся звездами фона, явно связаны с агрегатом.

Далее, для большей строгости выводов, мы рассмотрели распределение вспышкающих звезд на небесной сфере относительно центра агрегата, приписав каждой звезде вес, пропорциональные вероятностям P и $1-P$ быть или не быть членом агрегата, соответственно (плотности в проекции d_p и d_{1-p}). Эти распределения представлены на рис. 1. Они имеют почти одинаковое поведение — регулярное падение плотности с удалением от центра агрегата.

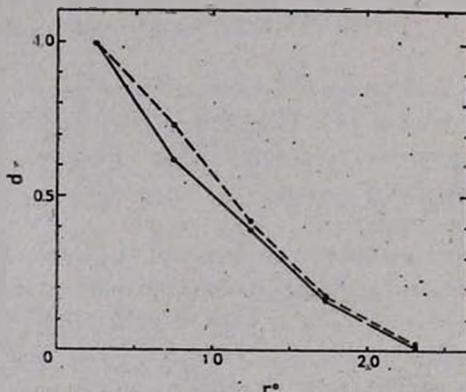


Рис. 1. Распределение вспышкающих звезд области агрегата Плеяды относительно центра системы: 1) d_p (штриховая линия) и 2) d_{1-p} (сплошная линия). Приведены средние значения для интервалов r° : 0—0.5, 0.5—1.0, 1.0—1.5, 1.5—2.0, 2.0—2.8 градусов дуги.

Таким образом, распределения вспышкающих звезд на небесной сфере в области агрегата Плеяды относительно его центра, независимы от вероятностей их принадлежности к агрегату, оцененных с помощью собственных движений. Они указывают на сильную концентрацию этих звезд к центру агрегата, чего не должно было быть для звезд «вероятного» галактического фона.

Наши выводы сохраняют силу и в случае, когда из рассмотрения исключаются звезды, показавшие всего одну вспышку, среди которых могут быть сомнительные как вспышкающие.

Падение концентрации усиливается, если перейти от распределения в проекции к пространственному распределению вспыхивающих звезд относительно центра системы для указанных двух групп. (Для определения пространственного распределения вспыхивающих звезд нами был использован метод, предложенный в работах [6, 7]).

В связи с полученными результатами интересно рассмотреть распределение собственных движений вспыхивающих звезд относительно центра агрегата. С этой целью мы определили зависимость среднего собственного движения вспыхивающих звезд от центра агрегата Плеяды для следующих трех групп: 1) для всех 194 звезд, независимо от вероятности P ; 2) приписав собственным движениям этих звезд веса P и 3) приписав веса $1-P$. Результаты вычислений во всех рассмотренных случаях показывают, что собственные движения вспыхивающих звезд, в среднем, растут с удалением от центра агрегата. Правда, на расстоянии около 1.05 (3 пс) от центра в распределении собственных движений наблюдается минимум. Кстати, на этом расстоянии от центра агрегата в пространственном распределении вспыхивающих звезд [7] замечается точка поворота. Такое же распределение собственных движений наблюдается и в случае вспыхивающих звезд, для которых вероятность $P = 0$.

Обсуждение факта наблюдаемого увеличения средних собственных движений вспыхивающих звезд с удалением от центра агрегата, имеющего, по-видимому, эволюционное значение, выходит за рамки настоящей работы.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну и М. А. Мнацаканяну за обсуждение, а также Н. С. Вартанянц и М. О. Закаряню за помощь в вычислениях.

On the Proper Motions and Distribution of Flare Stars in the Pleiades. It has been shown that the surface and space densities of the Pleiades flare stars decrease with the increase of the distance from the aggregate centre not depending on the probabilities as to be or not to be a member of the aggregate computed by proper motions. The mean proper motion of flare stars increases with the distance from the aggregate centre.

10 февраля 1983

Ереванский государственный
университет

А. Л. МИРЗОЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Звезды, гуманности, галактики, АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.

2. G. Haro, E. Chavira, *Vistas in Astronomy*, Vol. 8, eds. A. Beer, K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1966, p. 89.
3. L. V. Mirzoyan. Stars and Galaxies From Observational Points of View, Proc. III European Astronomical Meeting, ed. E. K. Kharadze, Acad. Sci. Georgian SSR, Tbilisi, 1976, p. 121.
4. О. С. Чавушян. Исследование вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды, Диссертация, Бюраканская обсерватория, 1979.
5. B. F. Jones. A. J., 56, 290, 1981.
6. М. А. Мнацаканян, ДАН Арм.ССР, 49, 33, 1969.
7. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, Г. Б. Оганян, Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 113.

УДК 524.3:510.67

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ТЕОРИИ ЙОРДАНА, БРАНСА-ДИККЕ

Теория Йордана, Бранса-Дикке [1, 2], допускающая изменение гравитационной постоянной под действием скалярного поля, предсказывает результаты, отличные от ОТО, но сейчас точность наблюдений недостаточна для того, чтобы решить вопрос о существовании скалярного поля. Следует отметить, что некоторые выводы этой теории гармонируют с космогонической концепцией, предложенной В. А. Амбарцумяном [3].

В последнее время большое внимание уделялось нахождению внутренних решений в рамках теории Йордана, Бранса-Дикке [4—10]. Особо следует отметить, что в случае небесных конфигураций с $P_{\text{центр}}/\rho_{\text{центр}} > 0.5$ были обнаружены заметные отклонения от моделей звезд, полученных на основе теории Ньютона—Эйнштейна. Оказывается, что теория Йордана, Бранса-Дикке допускает существование равновесных конфигураций с массами, на много порядков превышающими солнечную.

Воспользуемся для изучения вопроса об устойчивости нерелятивистских звезд в теории Йордана, Бранса-Дикке вариационным методом Чандрасекара [11]. Предположим, что все возмущения происходят по гармоническому закону

$$A(r, t) = A(r) e^{i\omega t}$$

Тогда система вариационных уравнений запишется в виде:

$$-\lambda_0 \xi^2 \xi + i g_0 + g \rho_0 + \nabla P = 0, \quad (1)$$

$$P = \rho_0 h_0 \xi + \gamma P_0 \operatorname{div} \xi, \quad (2)$$

$$\rho = -\operatorname{div}(\rho_0 \xi), \quad (3)$$

$$\operatorname{div} (g\Phi_0 + \Phi g_0) = 4\pi\rho, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} (\nabla\Phi) = -\frac{8\pi\rho}{3 + 2\omega}, \quad (5)$$

где величины с ноликом равновесные, а без него — возмущения этих величин. Далее, ρ_0 — плотность, P_0 — давление, g_0 — градиент гравитационного потенциала и Φ_0 — гравитационный скаляр.

В случае чисто радиальных колебаний систему (1—5) можно преобразовать к виду:

$$\gamma \frac{P_0}{\rho_0} f'' + f' \left(4\gamma \frac{P_0}{\rho_0 r} - \gamma g_0 \right) + f \left(\varepsilon^2 + (4 - 3\gamma) \frac{g_0}{r} + g_0 \frac{\Phi_0}{\Phi_0 r} \right) + \frac{\rho_0 \Phi}{\Phi_0 r} = 0, \quad (6)$$

$$\Phi' = \frac{8\pi}{3 + 2\omega} \rho_0 r f; \quad \xi(r) = r f(r), \quad (7)$$

или для случая $f = \text{const}$

$$\varepsilon^2 r + g_0 \left[(4 - 3\gamma) + \frac{(\Phi + \Phi_0 r)}{\Phi_0} \right] = 0, \quad (8)$$

$$\Phi' = \frac{8\pi}{3 + 2\omega} \rho_0 r. \quad (9)$$

Численным интегрированием этой системы можно установить, что в области малых компактностей $M/R \ll 1$ потеря устойчивости происходит при $\gamma = 4/3$, с увеличением компактности это значение асимптотически стремится к единице.

Однако космологические модели, построенные на основе теории Йордана, Бранса-Дикке [12] приводят нас к тому, что гравитационный скаляр с течением времени должен возрастать, что в свою очередь приведет к изменению граничных условий на поверхности звезды. Как показали расчеты, с уменьшением гравитационной «постоянной» значение показателя политропы, при котором происходит потеря устойчивости для компактных конфигураций, стремится к $4/3$.

Итак, мы видим, что в теории Йордана, Бранса-Дикке с ростом компактности увеличивается и устойчивость небесных тел, но, однако, с течением времени сверхкомпактные конфигурации могут стать неустойчивыми.

Stability of Non-Relativistic Configurations in the Jordan, Brans-Dicke Theory. The stability limits for nonrelativistic polytropes in the theory of Jordan, Brans-Dicke are obtained. In compare with Newton's

theory, the stability of supermassive configurations remains even at $\gamma=1$. By cosmological variables of gravitational "constant" the limit of stability of these configurations asymptotically reaches to $4/3$ at $t \rightarrow \infty$.

11 января 1983

С. М. КОЗЫРЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Jordan, *Schwerckraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
2. C. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
3. В. А. Амбарцумян, *Научные труды*, т. 2, Ереван, 1960.
4. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 3, 311, 1967.
5. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 5, 555, 1969.
6. Y. Nutku, *Ap. J.*, 155, 999, 1969.
7. T. Matsuda, *Progr. Theor. Phys.*, 48, 341, 1972.
8. H. Nairat, *Progr. Theor. Phys.*, 47, 832, 1972.
9. W. F. Bruckmann, E. Kazes, *Phys. Rev. D.*, 16, No. 2, 261, 1977.
10. В. И. Башков, С. М. Козырев, *Гравитация и теория относительности*, вып. 16, КГУ, Казань, 1979.
11. S. Chandrasekhar, *Ap. J.*, 139, 664, 1964.
12. С. Вейнберг, *Гравитация и космология*, Мир, М., 1975.

РЕЦЕНЗИИ

Д. МИХАЛАС, Дж. БИНИ, *Галактическая астрономия (Структура и кинематика)*, 2-е изд., Сан-Франциско, 1981, 597 стр.

D. MIHALAS, J. BINNEY, *Galactic Astronomy (Structure and Kinematics)*, 2-nd edition, W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1981, 597 p.

Как указывают сами авторы в предисловии, второе издание сильно отличается от первого, поскольку сама астрономия за протекшее десятилетие сделала большой шаг вперед. В связи с существенным увеличением материала, в новом издании книга разделена на две части. Рецензируемая первая часть посвящена структуре и кинематике в основном нашей Галактики, но параллельно привлекаются данные по другим галактикам, так что все время происходят их взаимное сопоставление и взаимное дополнение. Центр внимания, впрочем, находится в нашей Галактике, так что на роль руководства по внегалактической астрономии книга не претендует. Вторая часть будет посвящена динамике галактик и их скоплений.

Авторы с самого начала подчеркивают необходимость четко отличать собственно наблюдения от их теоретической интерпретации и действительно стараются по возможности следовать этому принципу. Разумеется, не всегда его удастся так просто провести в жизнь: например, в наблюдениях HI в Галактике практически невозможно разобраться без определенных динамических моделей.

Первый, общий раздел в основном заключает в себе исторический очерк представлений о структуре Галактики, притом один из самых подробных и интересных в современной литературе. Авторы не спешат объявить, как нечто само собой разумеющееся, ошибочность представлений Каптейна и других прежних исследователей. Наоборот, делается упор на то, чего им не хватало, чтобы достичь истины. Может быть, и нам сейчас не хватает еще неведомых пока фундаментальных представлений, чтобы справиться с некоторыми упрямыми, приводящими в замешательство, фактами? Таким вопросом авторы задаются во введении.

Второй раздел, напротив, содержит довольно обыденные сведения из общей астрономии. Третий раздел посвящен физическим свойствам звезд и (в небольшой степени) межзвездной среды. Подбор сведений по физическим характеристикам звезд проведен, на наш взгляд, очень умело. Авторам удалось избежать двух обычных в астрономической литературе уклонов: либо в формальную классификацию звездных спектров, либо в детали (нередко сомнительных) теоретических расчетов эволюционных треков. Теория звездной эволюции здесь изложена в той минимальной мере, когда можно надеяться на согласие если не всех, то подавляющего большинства теоретиков.

В четвертом разделе авторы рассматривают пространственное распределение звезд, ограничиваясь минимальным перечислением тех методов звездной статистики, которые выдержали испытание временем. Из результатов, пожалуй, наиболее новыми являются относящиеся к сфероидальным подсистемам Галактики.

В пятом разделе, посвященном крупномасштабной структуре, значительное место уделено различным глобальным характеристикам галактик и моделям распределения яркости примерно в таком же плане, как в известном руководстве «Внегалактическая астрономия» Б. А. Воронцова-Вельяминова. Существенное внимание уделяется вычитанию фона неба. Не ограничиваясь ротационно симметричными телами, авторы рассматривают модели с симметрией трехосного эллипсоида. При этом обнаруживается несколько неожиданное явление кажущегося поворота внутренних изофот относительно внешних практически всякий раз, когда луч зрения не лежит ни в одной плоскости симметрии галактики. Сравнительно слабое внимание уделено спиральной структуре. Вопросы селекции тоже заслуживали бы более подробного изложения. Звездная кинематика, не считая общего вращения, разбита на два раздела: шестой посвящен солнечному движению, а седьмой статистике остаточных скоростей звезд. Здесь не столь подробно рассматривается форма диаграммы скоростей, сколько ее корреляция с физическими характеристиками звезд.

Общее вращение нашей и других галактик выделено в самостоятельный восьмой раздел. Теория галактического вращения изложена «классически», впрочем, тут трудно предложить существенные усовершенствования. Приведены наиболее удачные кривые вращения галактик по наблюдениям 1974—1979 гг. (в оптике и в линии 21 см). Кратко перечислены факторы, искажающие круговую симметрию.

Последний, девятый раздел «Крупномасштабное распределение газа в галактиках» содержит довольно разнородный материал: известная обработка наблюдений HI в галактической плоскости; влияние искривления Галактики; наблюдения HI в галактиках, видимых анфас; Магелланов

Поток; отдельные облака СО в Галактике, их статистика и корреляция с зонами звездообразования, основные данные о галактическом центре.

Перед нами пример книги, написанной по единому замыслу (различия в стиле обоих авторов мы не в состоянии уловить). Подобная форма имеет некоторые явные преимущества перед коллективными монографиями и руководствами типа *Handbuch der Physik* или нашего известного Курса астрофизики и звездной астрономии. В последних практически неизбежна сильная неравномерность освещения различных вопросов, имеющая чисто субъективную основу в виде неодинаковых возможностей и усердия соавторов, трудно выдержать сколько-нибудь единую систему обозначений, пробелы происходят от совпадения желаний считать что-то «чужой областью», проявляется неприкрытое предпочтение собственных работ и т. д.

Рецензируемая книга в общем-то обошлась без недостатков указанного сорта, но и в ней кое-что практически обойдено молчанием, особенно вопросы микроструктуры галактик. И еще в одном никак нельзя подражать авторам: это в предпочтении источников на своем языке. Из 637 ссылок лишь полтора десятка относятся к публикациям не на английском языке. Происходит определенное нарушение пропорций картины современного состояния науки, не говоря уже о формальных вопросах приоритета.

В. А. АНТОНОВ

CONTENTS

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 201 <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrosian, E. Ye. Khachikian</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. Korovaykovskaya</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. Andreasian</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 INTRACLUSTER 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. Filippov</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>	533
THE SIMPLE STELLAR DYNAMIC MODEL OF THE RING STRUCTURE AND ITS STABILITY <i>V. A. Antonov, S. N. Naritdinov</i>	547
SHELL-LIKE HII-ZONE <i>E. L. Logvinenko, Yu. A. Shchektinov</i>	559
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. Khachikian, N. K. Andreasian</i>	575
ON GROUPINGS OF B STARS IN PUPPIS <i>A. L. Gylbudaghtan</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. Kogoshvilit</i>	584
ON THE PROPER MOTIONS AND DISTRIBUTION OF FLARE STARS IN THE PLEIADES <i>A. L. Mirzoyan</i>	588
STABILITY OF NON-RELATIVISTIC CONFIGURATIONS IN THE JORDAN, BRANS-DICKE THEORY <i>S. M. Kozlov</i>	592
 REVIEWS	
D. MIHALAS, J. BINNEY, GALACTIC ASTRONOMY (STRUCTURE AND KINEMATICS) <i>V. A. Antonov</i>	505

СОДЕРЖАНИЕ (продолжено)

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ V 1057 ЛЕБЕДЯ	А. В. Оскарян <i>мл.</i>	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 II	Е. Л. Логищенко, 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. Андриясян	575
О ГРУППИРОВКАХ В-ЗВЕЗД В КОРМЕ	А. Л. Гюльбудалян	578
ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ	Р. А. Варданян	579
О НЕОДНОРОДНОСТИ ДАННЫХ В КАТАЛОГЕ МКГ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕПОСТОЯНСТВОМ УСЛОВИЙ НАБЛЮДЕНИЙ	Н. Г. Коюшвили	584
О СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЯХ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ПЛЕЯД	А. Л. Мирволян	588
УСТОЙЧИВОСТЬ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ТЕОРИИ ЙОРДАНА, БРАНСА-ДИККЕ	С. М. Ковырев	592
 РЕЦЕНЗИИ		
Д. МИХАЛАС, ДЖ. ВИНИ, ГАЛАКТИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ (СТРУКТУРА И КИНЕМАТИКА)	В. А. Антонов	595

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.
Редакция журнала «АСТРОФИЗИКА».