

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

- ПЕКУЛЯРНЫЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО НЕБА  
С ЭМИССИОННЫМИ СПЕКТРАМИ · · · · · *Т. М. Борчхадзе, Р. М. Вест* 397
- О ВОЗМОЖНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ СИСТЕМ ГАЗА ГАЛАКТИКИ  
NGC 1275. ДАННЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ  
*В. Л. Афинасьев, И. И. Проник* 405
- ЗВЕЗДЫ И КОНТИНУАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ СРЕДИ ОПТИЧЕСКИ ОТОЖ-  
ДЕСТВЛЕННЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ  
*В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова,  
О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко* 419
- НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ НА  
РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600. III *В. А. Самаян, Р. А. Кандалян* 425
- ИНДУЦИРОВАННОЕ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ И ЦВЕТА ДВОЙНЫХ И  
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК *М. А. Смирнов, Б. В. Комберг* 431
- НЕОБЫКНОВЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА С И ЛЕБЕДЯ · · · · · *Л. С. Лууд* 443
- О МАКРОСТРУКТУРЕ СПЕКТРОВ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ  
*С. С. Рустамбекови* 457
- УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД В  
АССОЦИАЦИИ ОРИОН ОВ1 · · · · · *Р. Х. Оганесян, К. Г. Гаспарян* 469
- ИЗУЧЕНИЕ ПАШЕНОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ИНФРАКРАСНОГО  
ТРИПЛЕТА  $S_{\alpha}$  II В СПЕКТРЕ МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ  $\delta$  Cr V. II. О  
ВАРИАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ  
*Н. С. Полосухина, А. Г. Щербиков, В. П. Маланушенко* 483
- ОБЪЯСНЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ПОМОЩЬЮ ГИПОТЕЗЫ ОБ „АКТИВНЫХ ДОЛГОТАХ“ НА ПРИ-  
МЕРЕ U MON · · · · · *Т. А. Полякова* 491
- КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В Т-АССОЦИАЦИЯХ. I  
*Г. Н. Салуквадзе* 505

(Продолжение на 4-й странице обложки)

## Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն կ ռ լ Ե գ ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,  
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սորոլն  
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլոզյան (պատասխանատու քարտուղար)

## Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкин,  
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,  
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), 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 внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

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

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդները 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեթոնարտդեյա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

## ПЕКУЛЯРНЫЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО НЕБА С ЭМИССИОННЫМИ СПЕКТРАМИ

Т. М. БОРЧХАДЗЕ, Р. М. ВЕСТ

Поступила 23 февраля 1980

Приводится список впервые выявленных галактик южного неба, показывающих в спектре сильные эмиссионные линии. Статья является продолжением работ по спектральному обзору южных, отбираемых по морфологическим пекулярностям, галактик из списков ЕЮО-Уппсала. Из 14 галактик списка одна — ESO 215-G?14 является сейфертовской, второго типа. Описываются морфологические особенности изученных галактик. Дается глазомерная оценка интенсивности основных спектральных линий новых галактик.

Настоящая статья продолжает работу по спектральному обзору галактик южного неба [1—7] из списков Европейской Южной обсерватории (ЕЮО)-Уппсала [8—13]. Цель обзора — предварительное выявление эмиссионных галактик, которые в дальнейшем могут представить интерес для более детальных спектрофотометрических исследований.

1. *Наблюдательный материал и измерения.* Критериями отбора галактик из списков ЕЮО-Уппсала для включения в спектральный обзор, как и в предыдущих работах, служили морфологические пекулярности, выявляемые визуально по голубым пластинкам Атласа южного неба, полученным в ЕЮО (т. н. «ESO (B) Atlas»).

В настоящей статье представлены сравнительно яркие (до  $\sim 15.5$  зв. величины по визуальным оценкам на В Атласе ЕЮО) взаимодействующие или же одиночные пекулярные галактики с уверенно выявляемыми эмиссионными линиями, как правило, с [O III]  $\lambda\lambda$  5007/4959 и H $\beta$ .

Спектральный материал был получен в январе 1978 г. с помощью 3.6-м телескопа обсерватории Ла Силла (ЕЮО), в касегреновском фокусе которого установлен спектрограф Боллера и Чивенса с Карнеги ЭОП.

Таблица 7

ESO, No.	c	$\alpha$ (1950.0)	$\delta$	$l''$	$b''$	$RV$	$V_0$	$\sigma$	$\theta$	$D_c$	$D_s$	Рис.
355—G22		$02^h 28^m 43^s$	$-34^\circ 26.5'$	237 <sup>b</sup>	$-68^\circ$	4470	4353	37	$0^\circ$	25		1A
IC 1813												
MCG-6-6-9		04 14 37	$-35 51.4$	237	$-46$	4440	4249	40	128	20		1B
360—G04												
MCG-6-10-4		06 08 06	$-33 38.4$	240	$-23$	8680	8433	33	90	70	104	2A
364—G35												
MCG-6-14-6		06 08 11	$-33 37.7$	240	$-23$	8593	8346	29	90	32		2A
364—G36												
MCG-6-14-7		06 08 21	$-34 05.7$	241	$-23$	760	512	20	180	11		1D
364—G37												
NGC 2188												
MCG-6-14-8												
208—IG24	a	07 33 33	$-52 17.7$	265	$-15$	12070	11786	30	177	25:	66	1C
	b					12010	11726	13		41:		
	c					11830	11546	14				
089—G05		07 50 06	$-64 08.0$	277	$-18$	17040	16762		45	55		2B
060—IG03		08 16 48	$-71 42.2$	285	$-19$	1430	1163	22	50	2.3		2C
215—G?14		10 57 07	$-51 10.4$	286	$+8$	5610	5342	40	90	25		2D
215—IG20	a	11 03 18	$-50 24.2$	286	$+9$	5130	4864	16	0	9:	18	3C
	b					5140	4874	18		9:		
215—G31		11 08 18	$-48 49.9$	286	$+11$	2690	2427	30	130	36		3A
215—G32		11 09 05	$-47 44.8$	286	$+12$	4290	4028	70	90	21		3D
215—IG33		11 09 36	$-47 38.8$	286	$+12$	4290	4028	24	65	18		3B
217—G09		11 47 39	$-49 20.4$	293	$+12$	3310	3061	13	90	16		3E

Примечание. Лучевые скорости приведены по сдвину имеемой формуле  $\Delta V = V_{\text{набл.}} + 300 \sin l'' \cos b'' + 30 \cos \beta \sin (\lambda_{\odot} - \lambda)$ , где  $l''$ ,  $b''$  — галактические и  $\lambda$ ,  $\beta$  — эклиптические координаты.

Дисперсия для всех галактик составляет 123 А/мм в интервале 3600—7000 А. Спектры не расширились.

Обработка спектров осуществлена на координатно-измерительной машине «Ascoгосод» Абастуманской астрофизической обсерватории с выводом результатов на перфоленду для ЭВМ «Наири-2».

2. *Дискуссия.* Результаты измерений представлены в табл. 1, где приводятся, по столбцам, следующие величины: 1 — номер по списку ЕЮО-Уппсала, а также другие обозначения, если таковые имеются для данной галактики (NGC, IC и МКГ [14]); 2 — обозначение компонентов систем согласно рис. 1—3; 3, 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0; 5 — галактические координаты; 6 — наблюдаемая лучевая скорость ( $RV$ ); 7 — исправленная лучевая скорость ( $V_0$ ); 8 — средняя квадратическая ошибка измерения  $\sigma$ , определенная по нескольким линиям; 9 — позиционный угол ориентации щели спектрографа  $\theta$ ; 10 — максимальный видимый диаметр компонента  $D_c$  в кпс; 11 — максимальный видимый диаметр всей системы  $D_s$  в кпс; 12 — ссылка на рис. 1—3.

Таблица 2

ESO, №	6731 6717 [SII]	6582 [NII]	6563 H $\alpha$	5007 4959 [OIII]	4861 H $\beta$	4363 [OIII]	4340 H $\gamma$	4101 H $\delta$	3727 [OII]	Примечание	
355— G22	—	—	—	—	—	—	—	—	5	Переексп.	
360— G04	—	—	—	2	—	2	—	—	2		
364— G35	—	—	—	—	—	—	—	—	2	Переексп.	
364— G36	1	2	4	2	1	3	—	1	—		3
364— G37	—	1	6	6	4	5	—	3	1	5	
208—IG24	—	—	4	5	3	3	—	1	—	3	
089— G05	—	—	—	—	—	1	—	—	—	2	
060—IG03	—	—	4	4	2	3	—	—	—	4	
215—G714	—	2	5	6	4	4	2	2	1	3	
215—IG20	1	1	6	6	4	5	—	3	2	6	
215— G31	1	2	4	—	—	3	—	1	—	3	
215— G32	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2	Переексп.
215—IG33	2	3	6	6	4	5	—	4	2	6	
217— G09	1	1	4	5	3	4	—	2	1	5	

В табл. 2 приводятся глазомерные относительные интенсивности основных спектральных линий по шкале от 6 (очень сильная линия) до 0, по отношению к континууму. Чувствительность спектрографа резко падает в синей (< 4000 А) и красной (> 6000 А) областях.

Изображения галактик представлены на рис. 1—3.

Ниже приводится по возможности подробное морфологическое описание галактик, систем, а также их спектров.

*IC 1813 (ESO 355-G22)*. На пластинках Атласа южного неба (рис. 1А) это типичная SO галактика. В передержанном непрерывном спектре особенно выделяется сильная [O II]  $\lambda$  3727.  $H_2$  — в эмиссии, едва заметна. Уверенно выявляются линии H и K CaII  $\lambda$  3964 и  $\lambda$  3933, а также G-полоса  $\lambda$  4308.

*ESO 360—G04*. Пекулярная по форме (рис. 1В) «пятнистая» галактика с аморфной центральной областью. В спектре выделяются эмиссии [N II]  $\lambda$  6582, [O III]  $\lambda$  5007, [O II],  $H_2$  и  $H_3$ . Эмиссии в спектре прослеживаются от центральной области до северо-западного края галактики на протяжении около  $10''$ , что, исходя из  $V_0$  галактики, при  $H = 55$  км/с · Мпс, согласно [15], составляет до 4-х кпс.

*ESO 364—G35/36*. Двойная система (рис. 2А) с заметными следами взаимодействия. Юго-западная галактика (G 35) — спиральная, типа SB, в спектре которой выделяются линии H и K, G-полоса, а также слабая эмиссия  $\lambda$  3727. Вторая галактика (G 36) имеет пекулярную структуру. В ее спектре присутствуют эмиссии [N II]  $\lambda\lambda$  6582/6549, [O III], [O II],  $H_2$ — $H_1$ , [Fe III]  $\lambda$  4659, а также H и K в центральной области.

Видимое расстояние между G 35 и G 36 составляет около 55 кпс, исходя из их лучевой скорости.

*NGC 2188 (ESO 364—G 37)*. Галактика пекулярной формы (рис. 1D), которая по оригинальным негативам Атласа южного неба может быть интерпретирована как плоская система, видимая с ребра. Вдоль видимой большей оси галактики выделяются 5 ярких конденсаций, показавших эмиссионные линии с одинаковым красным смещением. Линии поглощения не выявляются. В спектре резко выделяются эмиссии [O III], [O II],  $H_2$  до  $H_5$ . По интенсивности  $\lambda$  5007 значительно превосходит  $H_3$ . Лучевая скорость галактики (табл. 1) получена как средняя по пяти эмиссионным зонам, областям H II, зарегистрированным щелью спектрографа. Возможно, что некоторое расхождение с  $V_0 = 448$  км/с, приводимой в [16], частично обусловлено тем, что  $V_0$  в настоящей работе и в [16] определялась по различным эмиссионным областям.

*ESO 208—IG24*. Это система взаимодействующих галактик (рис. 1С) с нарушениями структуры вследствие приливных сил. Северная галактика (с на рис. 1С) спиральная, с эмиссиями  $H_2$ ,  $H_3$  и  $\lambda$  3727. В спектре южной галактики (а на рис. 1С) присутствуют эмиссии [O III]  $\lambda$  5007/4959, [O III]  $\lambda$  4363, [O II],  $H_2$ ,  $H_3$ , [Ne III]  $\lambda$  3869 и наряду с

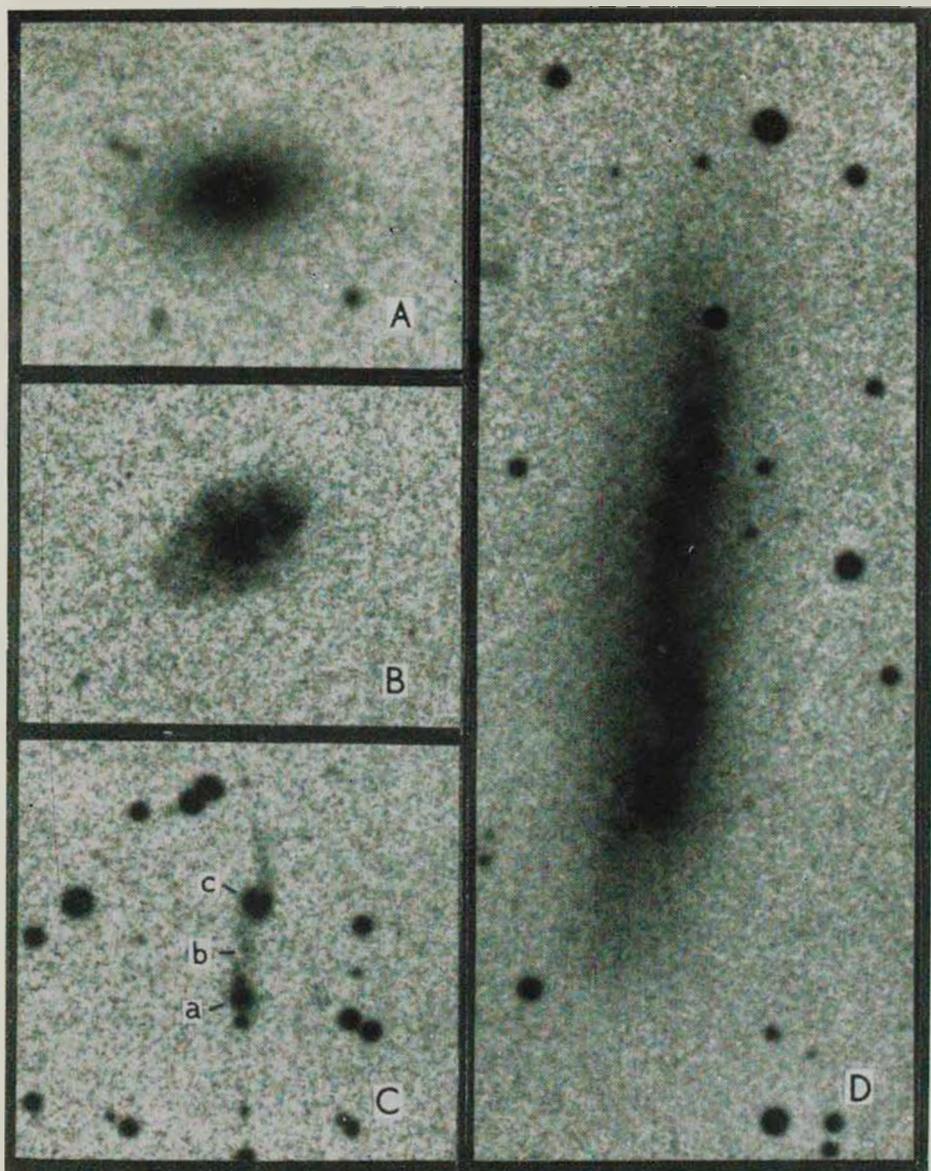


Рис. 1. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м шмидтовского телескопа ЕЮО в Ла Силла. Север — сверху, восток — слева. Масштаб из всех фото — 2" на мм.

Обозначения: (A) IC 1813 [355—G22]; (B) 360—G04; (C) 208—IG24; (D) NGC 2188 [364—G37].

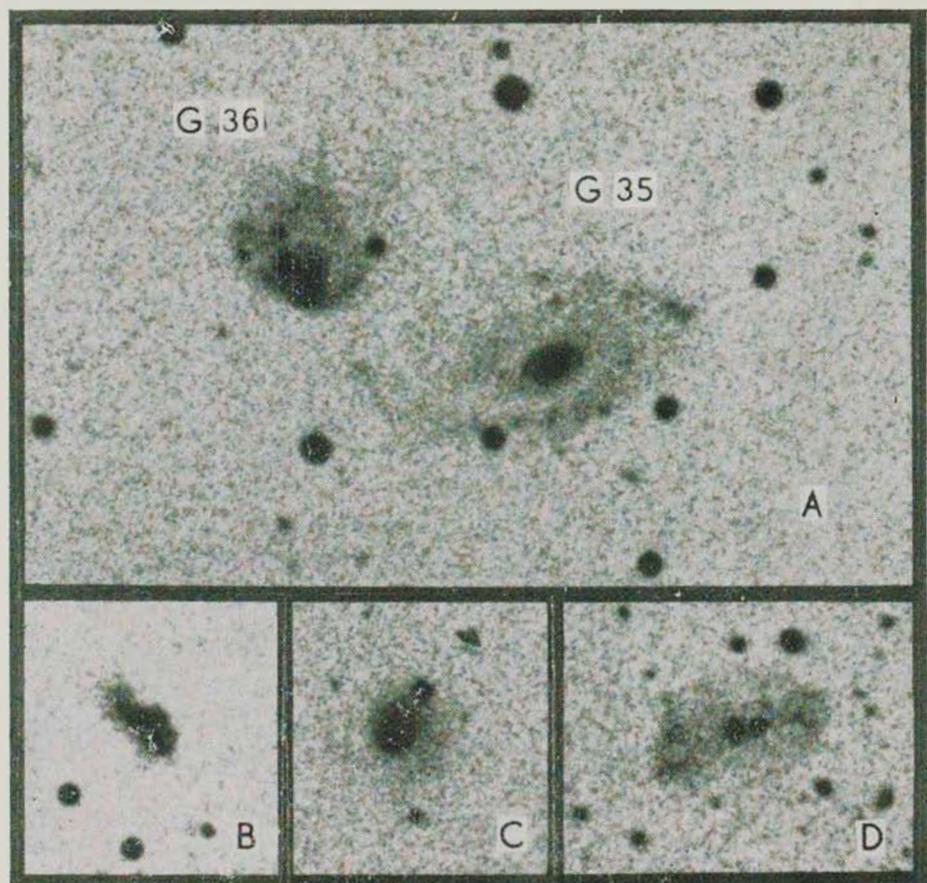


Рис. 2. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м шмидтоского телескопа ЕЮО в Ла Силла. Ориентация и масштаб как на рис. 1.

Обозначения: (А) 364—G35/G36; (В) 089—G05; (С) 060—IG03; (D) 215—G014

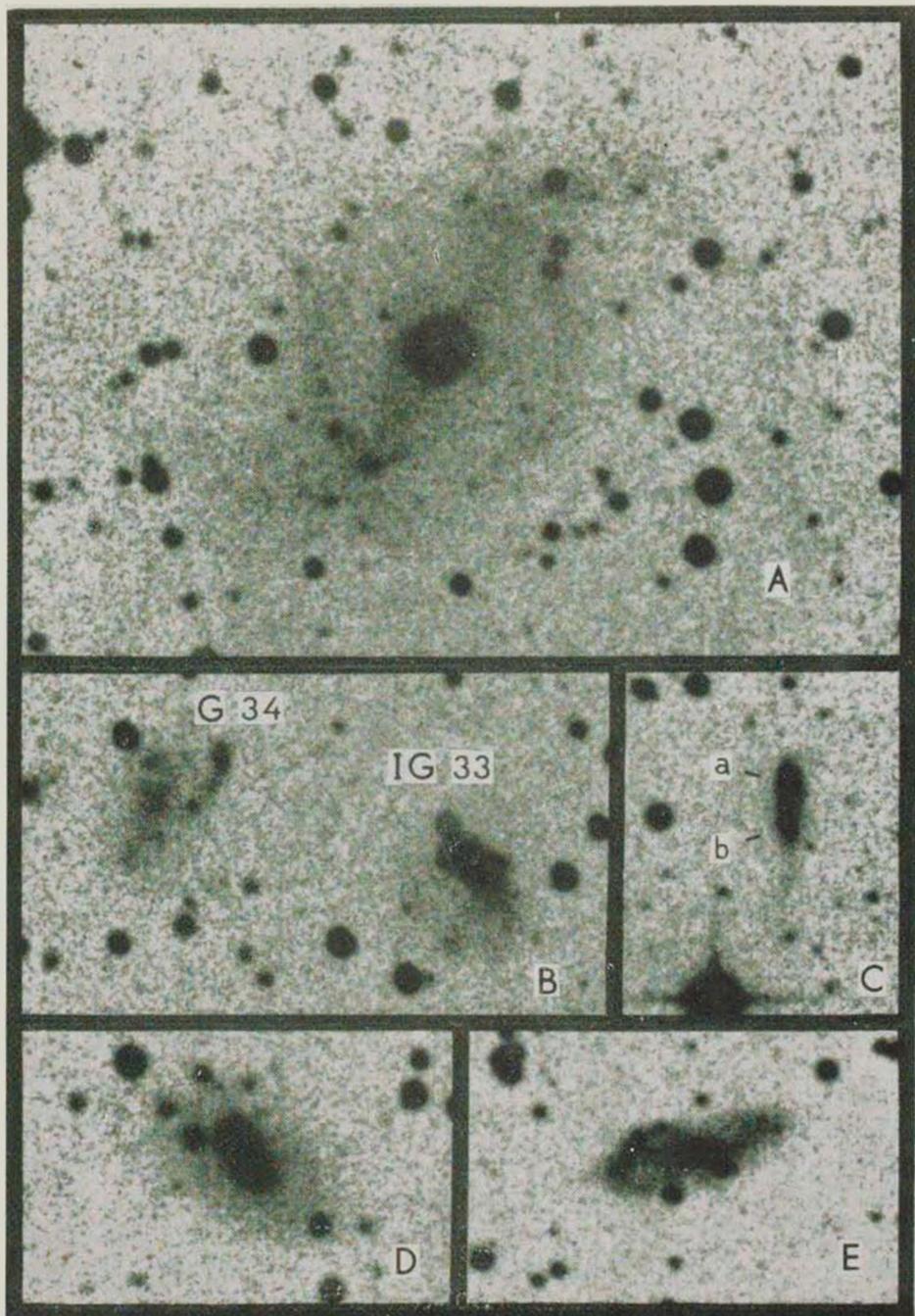


Рис. 3. Репродукции изображений эмиссионных галактик с пластинок 1-м шмидтовского телескопа ЕЮО в Ла Силла. Ориентация и масштаб как на рис. 1.

Обозначения: (А) 215—G31; (В) 215—IG33; (С) 215—IG20; (D) 215—G32; (E) 217—G09.

ними H и K, а также Ca I g. Интенсивность  $\lambda$  5007 превосходит H $\beta$ . Расстояние между взаимодействующими галактиками a и c, исходя из лучевой скорости, составляет 29 кпс. В спектре эмиссионной детали b, отмеченной на рис. 1C, присутствуют [O III]  $\lambda$  5007, H $\alpha$ , H $\beta$  и  $\lambda$  3727.

*ESO 089—G05.* Здесь мы имеем случай проектирования звезды позднего класса на далекую гигантскую галактику (рис. 2B). В спектре последней возможно было выделить лишь линии [O II] и H $\beta$  в эмиссии.

*ESO 060—IG03.* Спектр этой пекулярной галактики (рис. 2C) эмиссионный. Хорошо выделяются умеренной интенсивности [O III], [O II], H $\alpha$  и H $\beta$ . В поглощении наблюдается H $\delta$ .

*ESO 215—G?14.* Аморфная галактика (рис. 2D) с ярким звездобразным ядром на фоне пекулярного диска или оболочки. Западнее ядра проектируется звезда. В спектре ядра галактики резко выделяются [N II]  $\lambda\lambda$  6582/6549, [O III]  $\lambda\lambda$  5007/4959, [O III]  $\lambda$  4363, [O II], H $\alpha$ —H $\gamma$ , [Ne III]  $\lambda$  3869, He II  $\lambda$  4686, что говорит о высоком возбуждении. Ширина H $\alpha$ , H $\beta$  сравнима с [O III]  $\lambda\lambda$  5007/4959 и достигает порядка 700 км/с. Спектр интерпретируется как сейфертовский 2-го типа, согласно [17], однако следует отметить, что есть указание на то, что присутствует очень широкая, неглубокая водородная эмиссия, и возможно 215—G? 14 следовало бы интерпретировать как сейфертовскую 1-го типа, но имеющийся спектр недостаточно экспонирован для такого заключения.

*ESO 215—IG20.* Двойная взаимодействующая система в общей оболочке (рис. 3C). В спектре обеих галактик уверенно выделяются [O III], [O II], [N II], H $\alpha$ —H $\delta$ . Кроме этого, в спектре северной галактики (a на рис. 3C) присутствуют также [S II], [Ne III]  $\lambda$  3869, He I  $\lambda$  3889 и слабые H и K. По визуальным оценкам отношение  $\lambda$  6717/ $\lambda$  6731  $\gg$  1.

Галактики a и b должны, по-видимому, быть достаточно голубыми ввиду того, что их непрерывные спектры значительно простираются в ультрафиолетовую область и заметно интенсивны, при слабом красном конце.

*ESO 215—G31.* Спектр ядра этой SB галактики (рис. 3A) красный, позднего типа, абсорбционный. Заметны H и K. Симметрично по обе стороны от ядра, на расстоянии порядка 5", т. е.  $\sim$  1 кпс, расположены две эмиссионные области в местах, где от центра «начинаются» перемички. В эмиссии выделяются [S II], [N II], [O II], H $\alpha$ —H $\gamma$ .

*ESO 215—G32.* На яркую ядерную область этой галактики (рис. 3D), к северо-востоку, проектируется звезда. Галактика может быть описана

как SO. В передержанном спектре, полученном при  $\theta = 90^\circ$ , уверенно выделяются H и K CaII, G-полоса, а также  $\lambda 3727$  умеренной интенсивности.

*ESO 215—IG33.* Пекулярная галактика (рис. 3B) «пятнистой» структуры. Щель спектрографа выделила три эмиссионные области в пределах передержанной центральной области. Все три спектра показывают сильные эмиссии [O III], [O II],  $H_\alpha - H_\beta$ , [N II]. Кроме этого в спектре присутствуют [S II], линия He I  $\lambda 5876$ , He I  $\lambda 3889$ , [Ne III]  $\lambda 3869$  и b-полоса Mg I  $\lambda 5175$ . Спектр умеренного возбуждения He II  $\lambda 4686$  отсутствует. Весьма слабая [O III]  $\lambda 4363$  может быть заподозрена.

Возможно, что структура 215—IG33 разрушена вследствие приливного взаимодействия с галактикой 215—G34, расположенной на расстоянии  $90''$  от IG33 (32 кпс). Хотя спектр 215—G34 получен не был, можно принять, что 215—IG33/G34 — двойная система, тем более, что на оригинальных негативах Атласа можно проследить между галактиками две параллельные перемычки слабой поверхностной яркости, заметные на пределе фотографического изображения. G34, подобно IG33, имеет «пятнистую» структуру.

*ESO 217—G09.* Исключительно пекулярная «пятнистая» галактика (рис. 3E) без выделяющегося ядра и с большим количеством эмиссионных конденсаций, по-видимому, H II областей. Щель спектрографа при  $\theta = 90^\circ$  зафиксировала шесть из них. Особо выделяются по яркости четыре конденсации в восточном крае галактики. Все эмиссионные спектры показывают одинаковые лучевые скорости. Резко выделяются эмиссии [O III], [O II],  $H_\alpha - H_\beta$ . Присутствует слабая эмиссия [N II]  $\lambda 6582$ .  $H_\beta$  заметно слабее [O III]  $\lambda 5007$ , последняя непрерывной линией регистрируется по всей видимой, охваченной щелью, поверхности галактики, т. е.  $\sim 40''$  ( $\sim 11$  кпс).

Абастуманская астрофизическая обсерватория  
Европейская Южная обсерватория,  
Швейцария, Женева

## SOUTHERN PECULIAR AND INTERACTING GALAXIES WITH EMISSION SPECTRA

T. M. BORCHKHADZE, R. M. WEST

Preliminary morphological and spectroscopic data are given for fourteen southern galaxies with emission lines. These objects were found during the ESO/Uppsala survey of the ESO (B) Atlas. The spectra

were obtained with the ESO 3.6 m telescope. One of the galaxies, ESO 215-G14, is classified as Seyfert type 2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. West, *Astron. Astrophys.*, 53, 435, 1976.
2. R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 27, 73, 1977.
3. R. M. West, T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, S. Laustsen, H.-E. Schuster, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 31, 55, 1978.
4. T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, S. Laustsen, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 30, 35, 1977.
5. N. A. S. Bergwall, T. M. Borchkhadze, J. Breysacher, A. B. G. Ekman, A. Lauberts, S. Laustsen, A. B. Muller, H.-E. Schuster, J. Surdej, R. M. West, B. E. Westerlund, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 33, 243, 1978.
6. Т. М. Борчхадзе, Р. М. Вест, *Астрофизика*, 13, 605, 1977.
7. R. M. West, J. Surdej, H. E. Schuster, A. B. Muller, S. Laustsen, T. M. Borchkhadze, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 1980 (in press).
8. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 18, 263, 1974.
9. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 18, 491, 1974.
10. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 22, 327, 1975.
11. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 27, 295, 1977.
12. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 31, 15, 1978.
13. E. B. Holmberg, A. Lauberts, H.-E. Schuster, R. M. West, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 34, 285, 1978.
14. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 5, М., 1974.
15. A. Sandage, G. A. Tamman, *Ap. J.*, 196, 313, 1975.
16. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas, Austin, 1976.
17. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

## О ВОЗМОЖНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ СИСТЕМ ГАЗА ГАЛАКТИКИ NGC 1275. ДАННЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

В. Л. АФАНАСЬЕВ, И. И. ПРОНИК

Поступила 10 октября 1979

Пересмотрена 10 января 1980

Получены данные о яркостях и относительных интенсивностях эмиссионных линий  $\lambda$  3727 [O II],  $H\beta$ ,  $\lambda$  5007 [O II!],  $H\alpha$  и  $\lambda$  6583 [N II] в спектре излучения двух систем газа в центральной области галактики NGC 1275. Спектральные наблюдения проводились на спектрографе с ЭОП в прямом фокусе 6-м телескопа. Обнаружены особенности физических условий в окрестностях двух деталей: сгустка на северо-западе в  $3''$  и детали на северо-востоке в  $7''$  от центра галактики NGC 1275. Около первой детали наблюдается повышение яркости газа низкой скорости, а около второй — газа высокой скорости. Весь район в целом характеризуется высокой температурой или (и) степенью ионизации газовых облаков обеих систем газа, открытых Минковским. Ранее в нем был обнаружен поток газа, обладающий скоростями в несколько тысяч км/с. Все эти данные позволили сделать предположение, что в этой области галактики NGC 1275 две системы газа взаимодействуют.

Спектральные наблюдения Минковского показали, что галактика NGC 1275 содержит две системы газа, лучевые скорости которых отличаются на 3000 км/с [1]. Наиболее яркие части этих систем можно видеть на рис. 1. По красному смещению и размеру система газа с низкой скоростью практически совпадает с гигантской gE-галактикой NGC 1275. Газ с высокой скоростью располагается в северо-западной части галактики. Минковский предполагал, что NGC 1275 есть пример двух сталкивающихся галактик. При этом система газа с низкой скоростью связана с гигантской E-галактикой, а система газа с высокой скоростью — со спиральной галактикой позднего типа, структурные детали которой наблюдаются в эмиссионных линиях, непрерывном спектре и содержат пылевые образования. В дальнейшем газ с низкой скоростью мы будем называть «си-

стемой газа NGC 1275», а газ с высокой скоростью — «системой газа Минковского».

Для объяснения феномена двух систем газа, открытых Минковским, обсуждалось несколько гипотез: взрыв в ядре NGC 1275 [2—4], генетическая связь двух галактик [5], столкновение двух случайно встретившихся галактик [6—10], случайная проекция двух галактик на луче зрения [11, 12]. Единого мнения по этому вопросу пока еще нет. Наблюдения NGC 1275 в линии 21 см [6] показали, что в этой галактике есть образование, состоящее из нейтрального водорода, красное смещение которого равно красному смещению высокоскоростного газа. Масса нейтрального водорода этого образования равна  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ , что близко к средней массе HI в спиральных галактиках позднего типа. Таким образом, эти наблюдения подтвердили предположение о существовании Sc-галактики—второго компонента системы. Аргументом против реальности спиральной галактики являлся факт отсутствия объекта, который можно было бы рассматривать как ее ядро. Спиральные галактики без ядер до сих пор не были известны.

Л. Метик и И. Проник предположили, что ядром спиральной галактики системы NGC 1275 является звездообразный объект, расположенный в  $7''$  на северо-восток от ядра NGC 1275 [13, 14] (деталь „b“ на рис. 1 и 2). Было предпринято специальное исследование спектра этого объекта [14]. Оно показало, что по распределению энергии в спектре излучения он не похож на одиночную звезду. Кроме того, оказалось, что эмиссия в линиях водорода, кислорода и серы в районе этого объекта имеет не дву-, а многокомпонентную структуру, свидетельствующую о существовании в этом месте потока газовых облаков. По предварительным оценкам наиболее крупные из этих облаков имеют лучевые скорости —700, +600, +3000 и +4900 км/с относительно галактики NGC 1275, а скорость предполагаемого ядра спиральной галактики, полученная по линиям поглощения в фиолетовой области спектра, +5400 км/с.

Представляет большой интерес исследование облаков газа разных систем как вблизи детали „b“, так и вдали от нее. Особенно важен вопрос об области локализации облаков, имеющих скорости —700 и +4900 км/с, а также о физических условиях в облаках всех систем газа. Баллик и Хекман представили результаты фотометрического исследования трех областей NGC 1275, выполненного в эмиссионных линиях двух систем газа с круглой диафрагмой диаметром  $6''$  [15]. Сведения о физических условиях в двух системах газа были получены в работах [3, 9, 10] по качественным оценкам относительных интенсивностей линий излучения  $\lambda$  3727 [O II],  $H_{\alpha}$ — $H_{\gamma}$ ,  $\lambda$  5007 [O III],  $\lambda$  6583 [N II] и  $\lambda\lambda$  6717, 6731 [S II]. Для газа с низкой скоростью там приведена оценка электронной плотности  $n_e \leq 200 \text{ см}^{-3}$  и электронной температуры  $T_e \sim 10^4 \text{ К}$ .

Бальмеровский декремент этой системы газа более крутой, чем системы газа с высокой скоростью. Относительно механизма возбуждения газа этой системы нет единого мнения: он может быть и ударным, может быть и радиативным. Относительные интенсивности эмиссионных линий газа с высокой скоростью также допускают разные интерпретации его физических условий. Это могут быть условия, осуществляемые в плотных H II-областях, или в планетарных туманностях [3], либо большие H II-области низкой плотности и высокого возбуждения [9, 10]. Возможно, что содержание азота по сравнению с серой в этой системе газа занижено, как это типично для галактик малой массы.

Настоящая работа содержит результаты исследования спектра излучения облаков газа центральной области галактики NGC 1275, расположенных вблизи детали „b“. Расстояние до NGC 1275 принято равным 72 Мпс ( $1'' = 350$  пс) согласно определениям Бербиджей [3].

*Наблюдательный материал* был получен 12—14 января 1977 г. со светосильным спектрографом UAGS, установленным в прямом фокусе 6-м телескопа. Для регистрации спектров использовался трехкаскадный ЭОП УМ-92. Рабочая дисперсия в области спектра 3700—7300 Å составляла 93—98 Å/мм. Спектры фотографировались на эмульсии А-600. Исследованный спектральный интервал перекрывался тремя спектрограммами, полученными при разных поворотах дифракционной решетки. Журнал наблюдений приведен в табл. 1. Из полученных 8-и спектрограмм использовались только 6, которые отвечали требованиям лучшего качества.

Таблица 1

ДАННЫЕ О СПЕКТРОГРАММАХ ЦЕНТРАЛЬНОЙ  
ОБЛАСТИ NGC 1275

Дата	Область спектра (Å)	Экспозиция (мин)
12.1.1977	3700—4300	25
"	3800—5200	15
"	5200—7300	25
13.1.1977	3700—4300	20
"	3800—5200	15
"	5200—7300	20
14.1.1977	3700—4300	20
"	5200—7300	16

На рис. 1 показано, какое положение занимала щель спектрографа во время наблюдений. Видно, что щель проходила в направлении  $\sim$  E-W в

3" севернее ядра галактики NGC 1275. На рис. 2 (справа) показана та же картина на карте большего масштаба. Из рисунка следует, что в щель спектрографа во время наблюдений попадало 4 компактных или звездообразных объекта: „b“, „с“ — сгусток, расположенный в 3" севернее ядра NGC 1275, обнаруженный Бербиджами [3], и два неисследованных образования — „d“ и „e“.

На рис. 2 слева показаны репродукции трех участков спектра излучения исследованной области, содержащие наиболее яркие эмиссионные линии. Хорошо видно, что системы газа NGC 1275 и Минковского имеют яркие линии  $\lambda$  3727 [O II],  $H_{\beta}$ ,  $\lambda$  5007 [O III],  $H_{\alpha}$ ,  $\lambda$  6583 [N II] и  $\lambda$  6717+31 [S II]. В спектрах этих же систем газа присутствуют линии  $\lambda$  6300+64 [O I] и  $H_T$ . Все четыре детали „b“, „с“, „d“ и „e“ излучают в непрерывном спектре. Исследование спектров первых двух деталей, проведенное ранее в [13, 14], показало, что они имеют характер, свойственный спектру излучения группы звезд. Красное смещение, полученное по линиям поглощения в фиолетовой области спектра для детали „с“, оказалось равным красному смещению галактики NGC 1275, а детали „b“ — на + 5400 км/с больше. Спектры излучения деталей „d“ и „e“ никем не исследовались.

Рис. 2. показывает, что яркость газа в обеих системах вдоль исследованного направления неравномерна, и характер неравномерности в первом приближении повторяется во всех спектральных линиях.

Результаты обработки. 1. Системы газа NGC 1275 и Минковского. Измерения спектрограммы проводились на микроденситометре, имеющем жесткое сцепление каретки, несущей измеряемый неагив с устройством, на котором закреплена бумага для самописца. Было сделано 27 продольных записей спектра излучения галактики NGC 1275 в области линий  $H_{\alpha}$  и [N II], 24 записи в области линий  $H_{\beta}$  и  $\lambda$  5007 [O III] и 19 записей в области  $\lambda$  3727 [O II]. Записи располагались относительно друг друга на расстоянии 0.1 мм ( $1''.7$ ) перпендикулярно дисперсии.

Анализ полученных регистрограмм показал, что колебания яркости каждой эмиссионной линии в спектре излучения галактики NGC 1275 вдоль исследованного направления подобны. Амплитуда колебания яркости линий зависит от качества изображений во время наблюдений. По денситограммам были определены эквивалентные ширины эмиссионных линий  $\lambda$  3727 [O II],  $H_{\beta}$ ,  $\lambda$  5007 [O III],  $H_{\alpha}$  и  $\lambda$  6583 [N II] обеих систем газа. При этом за единицу интенсивности принималась интенсивность непрерывного спектра детали „b“. Затем, используя полученное ранее [14] распределение энергии в непрерывном спектре излучения этой детали, мы определили относительные интенсивности эмиссионных линий в единой



Рис. 1. Копия фотографии галактики NGC 1275, полученной Линдсом через интерференционный фильтр, центрированный на линию  $H_{\alpha}$  газа, связанного с NGC 1275 [2]. Кривая линия показывает район наибольшей яркости газа с высокой скоростью согласно наблюдениям Минковского [1]. Прямая линия показывает положение щели спектрографа во время наблюдений. А — звезда для отождествления из [3]. „а“, „b“, „с“, „d“ и „e“ — см. на рис. 2.

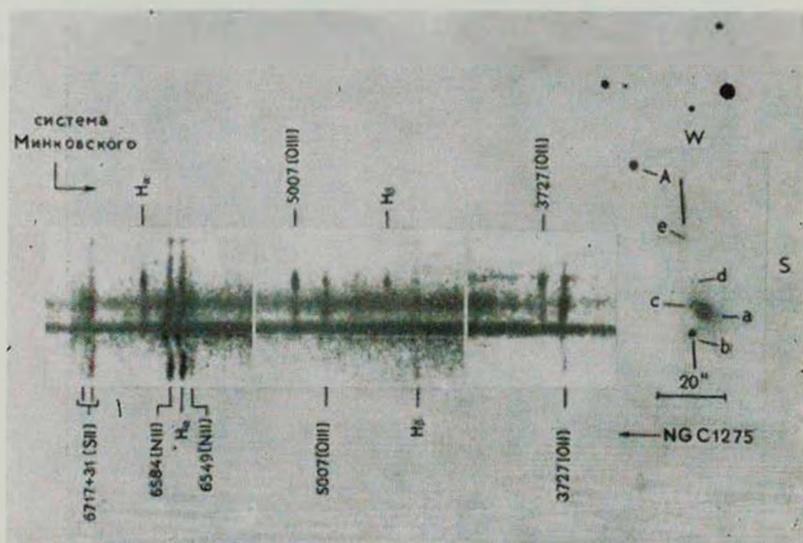


Рис. 2. Справа — фотография центральной области NGC 1275 со звездой А для отождествления, скопированная из работы [3]. Прямые линии показывают положение щели спектрографа во время наблюдений. „а“ — ядро NGC 1275, „b“ — предполагаемое ядро спиральной галактики. „d“, „e“ — детали, излучающие в непрерывном спектре. Слева — репродукция полученных спектров. Отмечены эмиссионные линии двух систем газа, обнаруженных Минковским.

К ст. В. Афанасьева, И. Проник

шкале, общей для всех спектральных участков. На рис. 3 показан, как меняется вдоль исследованного направления галактики NGC 1275 относительная яркость газовых образований в эмиссионных линиях. Измерения проведены по спектрограммам от 12.I.1977 г.

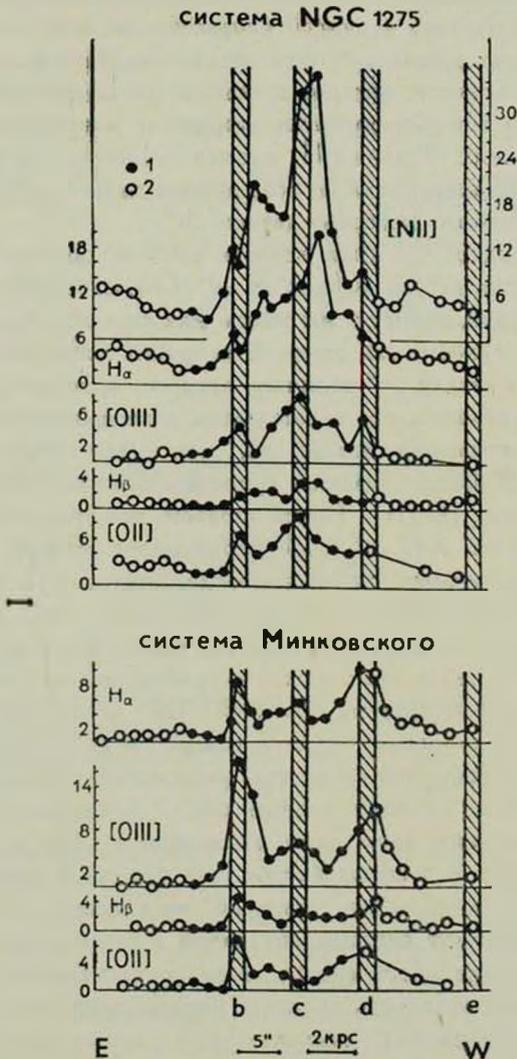


Рис. 3. Распределение яркости эмиссионных линий вдоль исследованного направления в спектре излучения центральной области галактики NGC 1275:  $\lambda$  3727 [O II],  $H_{\beta}$ ,  $\lambda\lambda$  4959+5007 [O III],  $H_{\alpha}$  и  $\lambda\lambda$  6549 + 6583 [N II]. № 1 и № 2 — соответствуют двум областям галактики, рассмотренным в тексте, „b“, „c“, „d“ и „e“ — см. на рис. 2.

Рассмотрим рис. 3, а и б подробнее. Они показывают, что распределение яркости различных эмиссионных линий вдоль исследуемого направления галактики NGC 1275 в каждой из систем газа в первом приближении подобны. Интересно, что пики яркости почти каждый раз приходятся на районы расположения одной из отмеченных компактных дегалей. Наибольшая яркость газа с низкой скоростью во всех спектральных линиях приходится на деталь „с“. Эта деталь как бы погружена в облако газа повышенной яркости, которое простирается до деталей „b“ и „d“, в районе каждой из которых имеются вторичные максимумы яркости газа почти во всех линиях. В линии  $H_{\alpha}$  размер газового облака достигает  $\sim 20''$  или 7 кпс. Яркость газа во всех линиях падает круче в сторону детали „d“ и более полого в сторону детали „b“.

На рис. 3б видно, что пики яркости высокоскоростной системы газа также приходятся на детали „b“, „с“ и „d“. Относительная величина этих пиков отлична от той, которую мы имеем для системы газа низкой скорости. Наибольшей яркости газ высокой скорости достигает около деталей „b“ и „d“, а около детали „с“ величина пика его яркости сравнительно небольшая. Размер области, где наблюдается повышенная яркость газа высокой скорости, примерно такой же, как и для газа низкой скорости ( $\sim 20''$  или 7 кпс). Самая большая яркость этого газа наблюдается около детали „b“ в линиях [O III]. Таким образом, все графики рис. 3 показали, что около деталей „b“, „с“ и „d“ наблюдается усиление яркости обеих систем газа в эмиссионных линиях водорода, кислорода и азота. При этом яркость газа низкой скорости больше около детали „с“, а газа высокой скорости — около деталей „b“ и „d“. Этот факт позволяет предположить, что как газ низкой, так и газ высокой скоростей как-то связаны с каждой из деталей. Более того, система газа NGC 1275 теснее связана с деталью „с“, а газа высокой скорости — с деталями „b“ и „d“. Работами [1, 9, 10] показано, что газ с высокой скоростью расположен к нам ближе, чем газ с низкой скоростью. Поэтому данные рис. 3 свидетельствуют в пользу предположения, которое было ранее высказано в [14]: в районе деталей „b“ и „с“ имеет место взаимодействие газа низкой и высокой скоростей. Кроме того, можно думать, что деталь „d“ не является звездой нашей Галактики, а принадлежит системе, связанной с газом высокой скорости.

Вычисленные для обеих систем газа относительные интенсивности эмиссионных линий оказались не менее интересными, чем их яркости. На рис. 4 показаны изменения относительных интенсивностей некоторых эмиссионных линий обеих систем газа галактики NGC 1275 вдоль исследованного направления. Хорошо видно, что район деталей „b“ и „с“ выделяется повышенными значениями относительных интенсивностей линий  $I_{[O III]}/I_{[O II]}$  и др. обеих систем газа. В связи с этим мы считали целесообразным вычислить средние относительные интенсивности выбранных ли-

ний обеих систем газа отдельно для области деталей „b“ и „с“ (район № 1) и остальной части исследованной области (район № 2). Результаты этих подсчетов показаны на рис. 4 горизонтальными полосами, ширина которых равна  $2\sigma$ , где  $\sigma$  — среднее квадратичное отклонение относительных интенсивностей от их среднего значения. Видно, что превышения относительных интенсивностей линий в районе № 1 над относительными интенсивностями линий в районе № 2 получаются со значимой точностью.

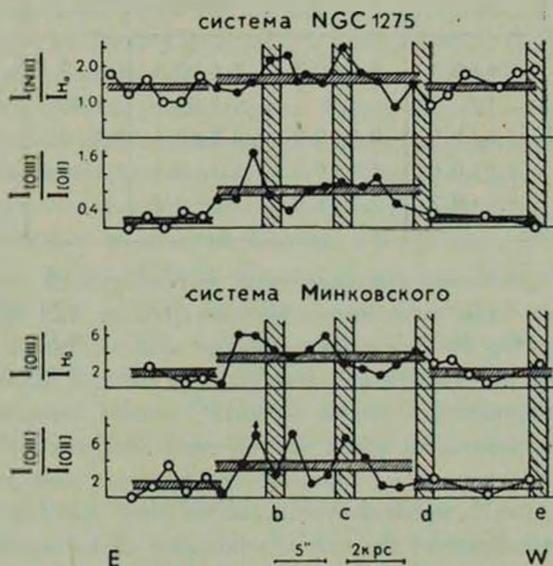


Рис. 4. Изменение относительных интенсивностей эмиссионных линий вдоль исследованного направления центральной области NGC 1275. Обозначения, как на рис. 3. Горизонтальные полосы показывают средние значения относительных интенсивностей линий в выделенных участках галактики, ширина полос равна  $2\sigma$  (см. текст).

Из теории свечения газовых туманностей известно, что если в каком-либо объеме наблюдаются повышенные значения отношений  $I_{[O III]}/I_{[O II]}$  одновременно с повышенными значениями отношений  $I_{[N III]}/I_{H\beta}$  и  $I_{[O III]}/I_{H\beta}$ , то этот объем имеет более высокую температуру или степень ионизации, либо и то и другое, по сравнению с соседними участками туманности [16]. В нашем случае это заключение относится к участку № 1, который по-видимому, имеет более высокую температуру или степень ионизации газа по сравнению с этими же параметрами в участке № 2. Таким образом, полученные данные об относительных интенсивностях эмиссионных линий двух систем газа в исследованной области галактики NGC 1275 свидетельствуют о том, что в обеих этих системах район деталей „b“ и „с“ выделяется аномалией физических условий газовых образований. Можно думать, что

в этом направлении системы соприкасаются, либо перемешаны, и причина аномалий может быть общей для обеих систем газа.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  
В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХ СИСТЕМ ГАЗА ГАЛАКТИКИ  
NGC 1275

$\lambda$ , ион	Система NGC 1275			Система Минковского		
	область № 1	область № 2	среднее	область № 1	область № 2	среднее
3727, [O II]	$3.6 \pm 0.5$	$3.6 \pm 0.5$	$3.6 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.3$	$1.2 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.2$
H <sub>3</sub>	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
4959+5007, [O III]	$3.3 \pm 0.5$	$0.8 \pm 0.2$	$2.2 \pm 0.4$	$3.6 \pm 0.5$	$1.9 \pm 0.4$	$2.9 \pm 0.4$
H <sub>2</sub>	$6.0 \pm 0.6$	$5.1 \pm 0.5$	$5.5 \pm 0.4$	$3.1 \pm 0.5$	$2.6 \pm 0.6$	$2.9 \pm 0.4$
6549+6583 [N II]	$9.6 \pm 0.7$	$7.3 \pm 1.0$	$8.4 \pm 0.6$			

В табл. 2 приведены относительные интенсивности эмиссионных линий обеих систем газа, полученные по спектрам от 12.1.1977 г. отдельно для участков № 1 и № 2, а также средние относительные интенсивности линий по всей исследованной области. Данные табл. 2 позволили по относительным интенсивностям линий оценить средние температуры и плотности газовых образований обеих систем газа галактики NGC 1275. Для этих оценок использовались теоретические расчеты электронных плотностей и температур газа, приведенные в работе [16]. Данные газа с высокой скоростью не противоречат модели водородного образования (или группы образований), прозрачного в бальмеровских и непрозрачного в лаймановских линиях и испытывающего радиативное возбуждение ( $2.6 \leq I_{H\alpha}/I_{H\beta} \leq 3.1$ ). Если предположить, что весь водород этого образования находится в двух стадиях ионизации (O II и O III), то электронная температура  $T_e$ , найденная по относительным интенсивностям линий [O II] и [O III], в спектре его излучения будет порядка  $\sim (7-8) \cdot 10^3$  К. Электронная плотность его неопределенна:  $n_e < 10^8$  см<sup>-3</sup>. Относительная слабость линии  $\lambda$  6583 [N II], по-видимому, отражает недостаток азота в этой системе газа.

Для газа с низкой скоростью требуется более сложная модель. Отношение интенсивностей линий H<sub>2</sub> и H<sub>3</sub> в спектре его излучения заключено в пределах  $5.1 < I_{H\alpha}/I_{H\beta} < 6.0$  и свидетельствует о том, что этот газ возбуждается ударным механизмом. Но существует и другая возможность: возбуждение газа радиативное, но его излучение претерпевает покраснение в пылевых облаках. Поглощение пылью должно быть большим,  $A_V \sim 5^m$ . Электронная плотность этого газа может быть определена по наблюдаемому значению отношения  $I_{6717}/I_{6731}$ , которое по нашим

оценкам  $\geq 1.1$ . Согласно теории газовых образований это соответствует  $n_e < 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  [17]. Тогда при условии, что линии [O II] и [O III] светятся в одном и том же объеме пространства, можно получить  $T_e \sim (7-8) \cdot 10^3 \text{ К}$ . Полученные таким образом по данным табл. 1 значения  $T_e$  и  $n_e$  в газовых образованиях двух систем газа галактики NGC 1275 в общих чертах совпадают с оценками их, приведенными ранее в работах [3, 9, 10].

Как уже упоминалось, относительные интенсивности эмиссионных линий мы определяли, опираясь на данные о распределении энергии в непрерывном спектре излучения детали „b“, полученные в [14]. Там же приведены звездные величины этой детали в системе UVV. Эти данные позволили нам по полученным ранее данным оценить абсолютные поверхностные яркости газовых образований обеих систем газа галактики NGC 1275, осредненные по всей исследованной области. Они приведены в табл. 3. Там же для сравнения приведены средние поверхностные яркости тех же систем газа, полученные по данным Балика и Хекмана [15]. Необходимо иметь в виду, что исследованные области галактики NGC 1275 у нас и в работе [15] совпадали только частично. Тем не менее средние значения поверхностных яркостей газа в линиях, полученные нами и Баликом и Хекманом согласуются неплохо. Поэтому мы сочли возможным приведенную нами в табл. 2 яркость систем газа в линии  $\text{H}_\alpha$  использовать для оценки масс ионизованного водорода, заключенного в каждой из этих систем.

Таблица 3

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ГАЛАКТИКИ  
NGC 1275 В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ К СЕВЕРУ ОТ ЯДРА

(в ед.  $10^{-16}$  эрг/с  $\text{см}^2$  на кв. секунд)

$\lambda$ , ион	Система NGC 1275		Система Минковского	
	данная работа	Балик и Хекман [15]	данная работа	Балик и Хекман [15]
3727 [O II]	3.3	11.92	1.4	3.72
$\text{H}_\beta$	1.0	1.42	1.1	1.24
5007 [O III]	1.6	1.42	2.5	2.48
$\text{H}_\alpha$	5.2		2.5	
6583 [N II]	8.5			

Было принято, что поверхностная яркость ионизованного водорода в линии  $\text{H}_\alpha$  в обеих системах газа постоянна и равна средней поверхностной яркости его в этой линии в исследованном нами участке галактики NGC 1275. Размер области, излучающей линию  $\text{H}_\alpha$ , в системе газа низкой скорости был оценен по фотографии Линдса [2], а в системе газа высокой скорости — по данным Минковского [1]. Масса облака ионизованного

водорода, имеющего температуру  $T_e \sim 10^4$  К при радиативном возбуждении определяется по формуле

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot = 80 \cdot I_{H_a}^{0.5} l^{2.5},$$

где  $l$  — размер его в парсеках,  $I_{H_a}$  — интенсивность излучения облака в линии  $H_a$  в эрг/с.см<sup>2</sup>.ср. (см. [18]). В табл. 4 приведены результаты оценок масс ионизованного водорода в двух системах газа галактики NGC 1275, полученные по данным табл. 3 и 4. В последнем столбце табл. 4 помещены средние по каждому из объемов плотности ионизованного водорода, соответствующие полученным массам.

Таблица 4

МАССЫ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА ДВУХ СИСТЕМ  
ГАЗА ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Система газа	Размер		$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot$	Средняя плотность $n_e$ (см <sup>-3</sup> )
	сек. дуги	парсек		
NGC 1275	44	15000	$6 \cdot 10^9$	0.07
Минковского	30	11000	$2 \cdot 10^9$	0.06

Использованный метод дает верхний предел массы ионизованного водорода и нижний предел его плотности, т. к. не учитывает эффекта скважности. Учет этого эффекта возможен только в том случае, если известна истинная плотность образований ионизованного водорода. Об истинной плотности газа низкой скорости можно составить представление, проанализировав относительные интенсивности линий дублета [S II]:  $I_{6717}/I_{6731}$ . Выше таким путем был получен верхний предел для  $n_e$ :  $n_e \leq 2 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>. В [10] для исследованных там участков NGC 1275 приведен верхний предел значений этой электронной плотности  $n_e < 200$  см<sup>-3</sup>, полученный тем же способом. Очевидно, что средняя плотность по всему рассматриваемому объему газа низкой скорости будет ниже этого значения. Масса ионизованного водорода этого газа, вычисленная для двух случаев средней плотности в его сгустках  $n_e = 200$  см<sup>-3</sup> и  $20$  см<sup>-3</sup>, получается равной  $2 \cdot 10^6 \mathfrak{M}_\odot$  и  $2 \cdot 10^7 \mathfrak{M}_\odot$  соответственно. Из всего сказанного следует, что значение истинной массы газовых образований системы NGC 1275 заключено между этими значениями и ближе ко второму из них. Это обстоятельство позволяет высказать некоторые новые соображения по поводу гипотезы происхождения систем газа в результате взрыва в ядре NGC 1275. Дибай и Лютый [19] привели для массы ядра NGC 1275 значение, равное  $2 \cdot 10^7 \mathfrak{M}_\odot$ . Если придерживаться гипотезы взрыва, то надо принять, что при этом взрыве была выброшена из ядра существенная часть, если не вся его масса. Такое явление кажется маловероятным.

2. Детали „d“ и „e“. Эти детали в голубой области спектра выглядят как звезды  $\sim 21^m$ . Выше было высказано предположение, что деталь „d“ может быть образованием из звезд, связанным с системой газа высокой скорости. Рассмотрим на рис. 5 регистрограммы фиолетовой области спектров излучения этих деталей. На непрерывный спектр обеих накладывается множество деталей, которые еще предстоит отождествить. Среди этих деталей хорошо видны довольно яркие эмиссионные линии  $H_7$  и  $\lambda 3727$  [O II], соответствующие двум системам газа, обнаруженным Минковским. Для остальных пиков в спектрах излучения деталей „d“ и „e“ мы предлагаем отождествление в рамках модели многокомпонентной структуры эмиссионных линий спектра излучения галактики NGC 1275, предложенной в дискуссионном порядке в [14].

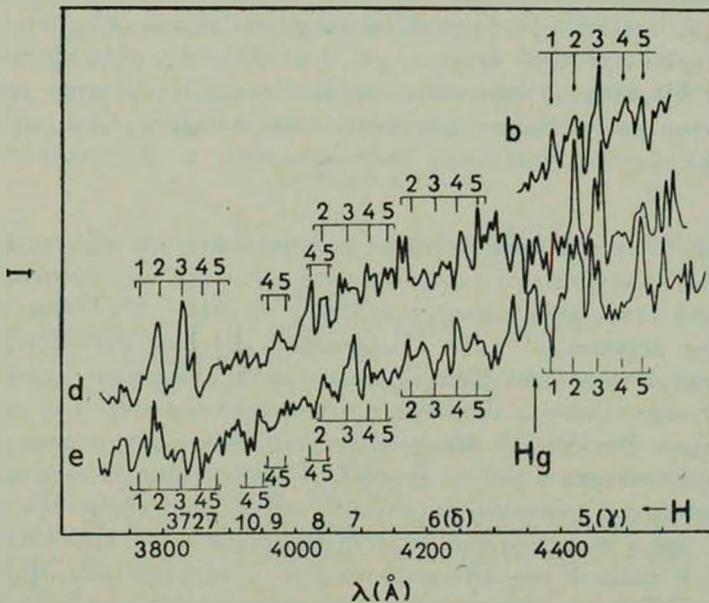


Рис. 5. Регистрограммы спектров излучения деталей „d“ и „e“ в фиолетовой области. Маленькие цифры показывают номера предполагаемых компонентов эмиссионных линий (см. текст), большие — линии бальмеровской серии.

На рис. 5 справа наверху помещена часть регистрограммы спектра излучения детали „b“. На ней хорошо видны компоненты  $H_7$ : № 1, 2, 3, 4 и 5, соответствующие скоростям облаков газа —700, +600, +3000, +4900 и +5400 км/с относительно ядра NGC 1275, которые наблюдаются в этом спектре также у линий  $H_3$  и  $H_2$  [14]. Напомним, что компоненты № 2 и 3 соответствуют системам газа, обнаруженным Минковским. Рис. 5 показывает, что все компоненты 1—5 можно найти около линии  $H_7$  в спектрах деталей „d“ и „e“. При этом важным является то обстоя-

тельство, что спектры деталей „b“, „d“ и „e“ были получены при разных углах поворота дифракционной решетки и не могут быть следствием одинаковой неоднородности чувствительности ЭОП в этом месте. На рис. 5 показаны также места предполагаемого положения компонентов более высоких членов бальмеровской серии. На нем можно видеть, что в спектрах излучения деталей „d“ и „e“ находятся практически все компоненты линий излучения  $H_8$  и  $H_9$ . В спектре детали „e“ имеются линии поглощения  $H_8$ — $H_{10}$ , красное смещение которых равно промежуточному значению красного смещения компонентов № 4 и 5. Многие компоненты из 1—5 имеют также и у линии излучения  $\lambda 3727$  [O II] как в спектре детали „d“, так и в спектре детали „e“. Таким образом, приведенные выше данные свидетельствуют о том, что детали „d“ и „e“ являются образованиями из звезд, связанными с облаками высокой скорости галактики NGC 1275. Можно даже сказать больше, красное смещение детали „e“ соответствует скорости, промежуточной между + 4900 и 5400 км/с относительно ядра NGC 1275. Необходимо напомнить, что все значения скоростей, приведенные в данной работе, носят предварительный характер. Они определены дифференциально по отдельным спектрограммам и нуждаются в уточнении.

**Выводы.** Спектральный материал для околоядерной области галактики NGC 1275, полученный с хорошим позиционным разрешением, позволил выявить связь газа низкой скорости с деталью „с“, а газа высокой скорости—с деталью „b“ (рис. 2), имеющих звездное происхождение. В местах расположения этих деталей наблюдается повышение яркости газа соответствующей системы скорости, а также его температуры и/или степени ионизации. Эти данные вместе с результатами, полученными ранее в [14] о существовании в районе детали „b“ потока облаков газа, обладающих скоростями в несколько тысяч км/с, позволили сделать предположение о том, что в исследованной области галактики NGC 1275 системы газа низкой и высокой скорости находятся во взаимодействии. Взаимодействие двух систем газа, по-видимому, оказывает влияние на эволюцию деталей „b“ и „с“. Здесь можно рассмотреть несколько вариантов. Один из них может состоять в следующем: деталь „b“ и газ высокой скорости «оставляют» материал для формирования детали „с“.

Мы приносим благодарность В. В. Липовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях, В. И. Пронику за обсуждение результатов, Н. И. Меркуловой, Н. В. Киселевой и В. Н. Жоголевой за помощь в обработке и изготовлении рисунков.

Специальная астрофизическая  
 обсерватория АН СССР  
 Крымская астрофизическая  
 обсерватория

ON THE POSSIBLE INTERACTION OF NGC 1275  
TWO GAS SYSTEMS. SPECTROPHOTOMETRIC DATA

V. L. AFANASJEV, I. I. PRONIK

Data on brightnesses and relative emission line  $\lambda$  3727 [O II],  $H\beta$ ,  $\lambda$  5007 [O II],  $H\alpha$  and  $\lambda$  6583 [N II] — intensities in the spectrum of the central region of NGC 1275 two gas systems have been obtained. Spectral observations were carried out with the spectrograph and image tube located at the primary focus of the 6-m telescope. The vicinity of two details near the NGC 1275 center: a knot 3" northwest and a detail 7" northeast from the center is found to be remarkable. The increase of gas of low velocity system is observed near the first detail and of gas of high velocity system near the second one. The whole region is characterized by the high temperature or/and degree of ionization of gaseous clouds of both gas systems discovered by Minkowski. The data considered allow to suppose that there is gas interaction between two gas systems in this region of the galaxy.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Minkowski, IAU Symp. No. 4, ed. H. C. van de Hulst, Cambridge University Press, 1957, p. 107.
2. C. R. Lynds, Ap. J., 159, L 151, 1970.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 142, 1351, 1965.
4. В. И. Проник, Астрофизика, 15, 51, 1979.
5. В. И. Проник, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм. ССР, 1969, стр. 247.
6. D. Young, M. Roberts, N. Saslaw, Ap. J., 185, 809, 1973.
7. J. H. Oort, P. A. S. P., 88, 591, 1976.
8. T. E. Adams, P. A. S. P., 89, 488, 1977.
9. V. Rubin, W. Ford, C. J. Peterson, J. Oort, Ap. J., 211, 693, 1977.
10. V. Rubin, W. Ford, C. J. Peterson, C. R. Lynds, Ap. J., Suppl. ser., 37, 235, 1978.
11. G. A. Shields, J. B. Oke, P. A. S. P., 87, 879, 1975.
12. S. van den Bergh, Lick Obs. Bull., No. 765, 1977.
13. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обл., 55, 188, 1976.
14. Л. П. Метик, И. И. Проник, Астрофизика, 15, 37, 1979.
15. B. Balick, T. Hackman, A. J., 84, 302, 1979.
16. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник, Изв. Крымской обл., 39, 147, 1969.
17. H. E. Saraph, M. J. Seaton, M. N., 148, 367, 1970.
18. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.164.4

## ЗВЕЗДЫ И КОНТИНУАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ СРЕДИ ОПТИЧЕСКИ ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В. Б. НЕБЕЛИЦКИЙ, Н. Н. СОМОВ, Т. А. СОМОВА,  
О. И. СПИРИДОНОВА, А. Ф. ФОМЕНКО

Поступила 1 августа 1979  
Пересмотрена 6 ноября 1979

Приводятся результаты спектральных исследований 18 оптически отождествленных внегалактических радиисточников. Эмиссионные детали зарегистрированы в спектре только одного объекта. Остальные объекты — галактические звезды и объекты без эмиссионных черт.

Целью настоящей работы являлось получение новых спектральных данных и ревизия уже существующих для относительно ярких объектов ( $14^m.5-17^m.5$ ), избранных из числа оптически отождествленных внегалактических радиисточников (при этом задача поиска корректных отождествлений не ставилась).

1. *Наблюдения. Методика.* Наблюдения проводились 10/11 августа 1978 г. и 25/29 января 1979 г. в первичном фокусе БТА САО АН СССР (F/4), (камера с внешним фокусом спектрографа УАГС, обратная линейная дисперсия и спектральное разрешение, приведенные к фотокатоду ТВ трубки, 240 А/мм и 20 А соответственно). В качестве светоприемной аппаратуры использовался телевизионный 1000-канальный счетчик фотонов (сканнер) [1, 2], принцип работы которого аналогичен описанному в [3, 4]. Фотометрическая точность результатов 5—10%. Для редукации [5] использовались источник непрерывного спектра (лампа накаливания), встроенный в спектрограф рядом со спектром сравнения, и стандартные звезды [6, 7], в отдельных случаях ослабленные нейтральным фильтром.

2. *Результаты.* Данные об объектах приведены в табл. 1 и в примечаниях. Применяемые в табл. 1 обозначения: Q? — предполагаемый квази-звездный объект, BSO — голубой звездный объект, NSO — нейтральный по цвету звездный объект, StO — звездный объект.

Таблица 1

Объект	Координаты 1950.0	Тип, зв. величина	Линии или диапазон	Примечания
1	2	3	4	5
1656+053	16 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> 05 <sup>s</sup> .68 +05°19'46.7 [8]	Q? 17 <sup>m</sup> .5 [8]	4816 А, 5268 А	1
0204+067	02 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 29 <sup>s</sup> .52 +06°44'40.0 [9]	Q? 16 [10]	К, Н, G, H <sub>α</sub> ? Звезда	Очень слабые линии
0232+313	02 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> 24 <sup>s</sup> .34 +31°21'20.4 [11]	Q? 15.3 [12]	К, Н, G? Звезда	2
0322+245	03 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup> .1 +24°34'01" [13]	NSO 14.5 [13]	К, Н, H <sub>β</sub> Звезда	
1317+276	13 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 24 <sup>s</sup> .0 +27°45'00" [14]	Q 15.5 [15]	К, Н, G?, H <sub>γ</sub> ? Звезда	3
1326+069	13 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> +06°56'24" [16]	Q? 16 [16]	H <sub>10</sub> ÷ H <sub>3</sub> Звезда	4 Рис. 1
1338+288A	13 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 22 <sup>s</sup> .6 +28°52'00" [17]	StO 16 [17]	К, Н, G, d Mg I, Звезда	5
1347+214	13 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 15 <sup>s</sup> .5 +21°25'12" [10]	Q 16 [10]	К, Н, G, d H <sub>β</sub> ?, H <sub>γ</sub> ?, Звезда	6
0244+281	02 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> .9 +28°11'12" [20]	StO 17.5 [13]	3800 - 6500 А	7
0735+178	07 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 14 <sup>s</sup> .079 +17°49'09.46 [21]	NSO 16 [8]	"	8
0751+038	07 <sup>h</sup> 51 <sup>m</sup> 38 <sup>s</sup> .6 +03°52'31" [22]	Q? 17 [22]	"	
0801+175	08 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 29 <sup>s</sup> .4 +17°29'45" [23]	Q? 16 [23]	"	
0839+187	08 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 14 <sup>s</sup> .06 +18°46'27.4 [24]	Q? 17 [25]	"	"

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
0912+297	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 53 <sup>s</sup> .51 +29°45'56.2 [26]	Q? 16 <sup>m</sup> .4 [26]	3800—6500 А	10
0921+063	09 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup> .1 +06°20'08" [25]	Q? 16 [25]	..	
1023+078	10 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup> 29 <sup>s</sup> .32 +07°50'40.1 [27]	StO 15 [27]	..	11
1052+023	10 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup> .75 +02°21'44.6 [28]	NSO 16 [28]	..	
1147+245	11 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> .99 +24°34'34.4 [29]	NSO 17 [30]	..	12

## Примечания

1. 1656+053 (OS 094). В [8, 31] объект отождествлен как Q?. В [32] тот же объект отмечен как звезда. Радиоспектр инвертирован [33]. В оптическом спектре обнаружена слабая деталь  $\lambda$  3908 А [34] и средняя по интенсивности  $\lambda$  5270 А [34—36], отождествленная в [36] с линией Mg II  $\lambda$  2798 А. В спектрограмме, полученной нами, заметна также линия на  $\lambda$  4816 А.

2. 0232+213 (3C 68.2). Отождествление в [12] классифицируется как «вероятное». В [37] указан другой «очень слабый объект». В [11] кандидат вообще не найден. В [38] отмечено, что объект из [12] — звезда F8. Представлял интерес объект из [37], но при неудовлетворительных астроклиматических условиях удалось лишь подтвердить результат [38].

3. 1317+276 (Ton 153). Отождествление дано в [15]. В [39] указана одна линия и предполагается вторая ( $\lambda$  5658 А и  $\lambda$  3849 А соответственно) и предложены три значения красного смещения ( $z = 0.130, 0.652$  или 1.022).

4. 1326+069 (4C 06.47). Отождествление [16] ставится под сомнение в [12].

5. 1338+288А (4C 28.33). В [17] в качестве вероятных отождествленных объектов указаны: А—SiO 16<sup>m</sup> и В—BSO 19<sup>m</sup>.

6. 1347+214. Отождествление в [10, 40]. В [13] объект не найден в пределах 30" от радиоположения. В [41] по [10] получен спектр и утверждается, что объект—звезда.

7.  $0244+281$  (4C 28.08). Отождествление в [13, 20]. В [42] — «вероятное». Спектральный индекс  $\alpha_{178}^{1417} = -0.82$  [42].

8.  $0735+178$ . Отождествление в [8, 24]. В [43—45] отмечена оптическая, а в [46] радио-переменность на 2.7 ГГц. Высокая степень радиополяризации [29], радиоспектр, характерный для объектов типа BL Lac [24, 47]. В [29, 48, 49] по указанным свойствам объект обозначен как лацертид. В [48] по двум узким абсорбционным линиям  $\lambda$  3981 А и  $\lambda$  3991 А, отождествленным с дублетом Mg II  $\lambda$  2798 А, определено красное смещение  $z_{\text{abs}} = 0.424$ . Наша попытка зарегистрировать эмиссию на уровне выше 10% от континуума результатов не дала.

9.  $0839+187$ . Объект с плоским радиоспектром [24], не переменный на 2.7 ГГц [46]. В [50] по четырем эмиссионным линиям ( $\lambda$  3372, 3526, 3734 и 4317 А), три из которых отождествлены, определены вероятные красные смещения:  $z = 0.259$  или 1.272. На скане, полученном нами, деталь  $\lambda$  4317 А не превышает 10% от континуума. На таком же уровне заметны еще детали  $\lambda$  4918, 5359 и 5960 А.

10.  $0912+297$ . Отождествление в [26, 51, 52] и указано, что отождествления [18, 19] не верны, однако, скорее всего, имеется в виду один и тот же объект. Оптически переменный, в спектре нет деталей в диапазоне  $\lambda$  3500—6800 А [19, 52].

11.  $1023+078$  (4C 07.31). Альтернативное отождествление: объект  $20^m$  в  $10''$  южнее. В SiO  $15^m$  [27] возможна слабая эмиссия (до 10% от континуума) на  $\lambda$  4055, 4819, 6247 А.

12.  $1147+245$  (OM 280). В [30] отмечена абсорбция MgH, в [34, 52] спектр назван континуальным. По [29] объект — лацертид.



Рис. 1. Снимок с экрана дисплея спектра объекта  $1326+069$ .  $T_{\text{вкст}} = 5$  мин. Обратная линейная дисперсия 240 А/мм.

Следует обратить внимание на объекты  $0232+313$  и  $1338+288$ , для которых, исходя из полученных нами спектров, можно предложить альтернативные отождествления: по [37] и объект в [17] соответственно. Инте-

ресно также провести спектральные исследования более слабых оптических кандидатов для источников 0735+178 [28] и 1023+078 (Примечание 11). Следует особо отметить объекты 0244+281, 0912+297 и 1147+245, которые по ряду свойств возможно отнести к лацертидам. Обнаружение переменности и высокой степени поляризации могло бы подтвердить это предположение.

Таким образом, эмиссионные детали зарегистрированы в спектре только одного объекта. Остальные объекты — галактические звезды и объекты без эмиссионных черт.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## STARS AND CONTINUOUS OBJECTS AMONG OPTICALLY IDENTIFIED EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES

V. B. NEBELITSKY, N. N. SOMOV, T. A. SOMOVA,  
O. I. SPIRIDONOVA, A. F. FOMENKO

The results of spectral studies of 18 optically identified radio sources are presented. Emission features are recorded in the spectrum of only one object. The rest of the objects are galactic stars and objects without emission.

### ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Балсга, С. В. Маркелов, В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко, Л. П. Фоменко, Г. С. Чепурных, *Автометрия*, 4, 22, 1979.
2. И. И. Балсга, Р. Г. Верещагина, С. В. Маркелов, В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко, Л. П. Фоменко, Г. С. Чепурных, *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 11, 248, 1979.
3. A. Boksenberg, D. E. Burgess, Proc. Symp. astronomical observations with television type sensors, eds. J. W. Glaspey, G. A. H. Walker, Vancouver, 21, 1973.
4. A. Boksenberg, Colloque IAU No. 40, Proc. Symp. Astron. Applic. of image Detect with linear Response, Meudon—Paris, 1976.
5. И. И. Балсга, А. Д. Мансиков, В. Б. Небелицкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, А. Ф. Фоменко, *Сообщ. САО* (в печати).
6. J. B. Oke, Ap. J., Suppl. ser., 27, 21, 1974.
7. R. R. S. Stone, Ap. J., 218, 767, 1977.
8. I. W. A. Browne, J. H. Crowther, R. L. Adgite, *Nature*, 244, 146, 1973.
9. D. L. Jauncey, R. W. Hunstead, A. J., 77, 345, 1972.
10. J. G. Bolton, A. J. Shimmings, J. K. Merckelijn, *Austr. J. Phys.*, 21, 81, 1968.
11. M. S. Longair, J. E. Gunn, *M. N.*, 170, 121, 1975.
12. J. D. Wyndham, Ap. J., 144, 459, 1966.
13. E. T. Olsen, A. J., 75, 164, 1970.

14. J. B. De Veny, W. H. Osborn, K. Janes, P. A. S. P., 83, 611, 1971.
15. B. Iriarte, E. Chavira, Boll. Obs. Tonantzintla, No. 16, 3, 1957.
16. M. E. Clarke, J. G. Bolton, A. J. Shimmins, Austr. J. Phys., 19, 375, 1966.
17. C. Hazard, D. L. Jauncey, D. C. Backer, A. J., 75, 1039, 1970.
18. R. Bergamini, A. Braccetti, G. Colla, C. Fantt, R. Fantt, A. Ficarra, L. Formiggini, E. Gandolfi, I. Gioia, C. Lari, B. Marano, L. Padrielli, P. Tomasi, M. Vigotti, Astron. Astrophys., 23, 195, 1973.
19. J. Crowster, A. M. Le Squeren, J. T. Pollock, P. D. Usher, Astron. Astrophys., 30, 175, 1974.
20. D. L. Jauncey, C. Hazard, Astrophys. Lett., 7, 1, 1970.
21. H. A. Couper, Astrophys. Lett., 10, 121, 1972.
22. J. V. Wall, Austr. J. Phys., Suppl. ser., No. 20, 1971.
23. J. G. Bolton, J. V. Wall, A. J. Shimmins, Austr. J. Phys., 24, 889, 1971.
24. D. G. Hoskins, H. S. Murdoch, R. L. Adgie, J. H. Crowther, H. Gent, M. N., 166, 235, 1974.
25. D. Wills, J. G. Bolton, Austr. J. Phys., 22, 775, 1969.
26. P. Battisini, A. Braccetti, L. Formiggini, Astron. Astrophys., 35, 93, 1974.
27. V. K. Kapahl, M. N. Joshi, C. R. Subrahmanya, G. Krishna, A. J., 78, 673, 1973.
28. B. J. Wills, D. Wills, J. N. Douglas, A. J., 78, 521, 1973.
29. K. H. Johnson, A. J., 79, 1006, 1974.
30. D. Wills, B. J. Wills, Ap. J., 190, 271, 1974.
31. A. J. Shimmins, J. G. Bolton, J. V. Wall, Austr. J. Phys., Suppl. ser., No. 34, 63, 1975.
32. H. Gent, J. H. Crowther, R. L. Adgie, D. G. Hoskins, H. S. Murdoch, C. Hazard, D. L. Jauncey, Nature, 241, 261, 1973.
33. H. S. Murdoch, D. G. Hoskins, Austr. J. Phys., 26, 867, 1973.
34. P. A. Strittmatter, R. F. Carswell, G. Gilbert, Ap. J., 190, 509, 1974.
35. J. A. Baldwin, E. M. Burbidge, C. Hazard, H. S. Murdoch, L. B. Robinson, E. J. Wampler, Ap. J., 185, 739, 1973.
36. B. A. Peterson, A. E. Wright, D. L. Jauncey, J. J. Condon, Preprint AAO, October, 1978.
37. P. Veron, Ap. J., 144, 861, 1966.
38. J. Kristian, A. Sandage, B. Katem, Ap. J., 191, 43, 1974.
39. K. Janes, R. Lynds, Ap. J., 155, L47, 1969.
40. A. J. Shimmins, Austr. J. Phys., 21, 65, 1968.
41. E. T. Otsen, A. J., 75, 764, 1970.
42. E. T. Olsen, A. J., 72, 738, 1967.
43. B. H. Andrew, W. J. Medd, G. A. Harvey, J. L. Locke, Nature, 236, 445, 1972.
44. C. Bertaud, Circ. IAU, No. 2678.
45. R. F. Wing, A. J., 78, 684, 1973.
46. M. J. L. Kesteven, A. H. Bridle, G. H. Brandie, A. J., 82, 541, 1977.
47. G. M. Blake, Astrophys. Lett., 6, 201, 1970.
48. C. Barbieri, M. Capaccioli, M. Zambon, Mem. Soc. Astron. Ital., 46, 461, 1975.
49. E. M. Burbidge, P. A. Strittmatter, Ap. J., 174, L57, 1972.
50. B. M. Peterson, E. R. Craine, P. A. Strittmatter, P. A. S. P., 90, 396, 1978.
51. C. Fantt, R. Fantt, A. Ficarra, L. Formiggini, G. Giovannini, C. Lari, L. Padrielli, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 19, 143, 1975.
52. D. Wills, B. J. Wills, Ap. J., Suppl. ser., 31, 143, 1976.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

### НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600. III

В. А. САНАМЯН, Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 19 марта 1980

Приводятся результаты наблюдений 36 галактик с ультрафиолетовым избытком, проведенных на радиотелескопе РАТАН-600 в интервале частот 0.97—14.4 ГГц, и некоторые предварительные выводы о радиоизлучении сейфертовских галактик типов 1 и 2.

В марте и октябре 1979 г. на радиотелескопе РАТАН-600 проводились наблюдения 36 галактик с ультрафиолетовым избытком из списков VI—XIV [1, 2]. 24 галактики наблюдались на северном секторе радиотелескопа на частотах 2.3, 3.66, 7.7, 14.4 ГГц, 12 — на восточном секторе на частотах 0.97 и 3.66 ГГц, 9 галактик наблюдались повторно. В частности, повторно наблюдались те объекты, потоки которых в предыдущих наблюдениях [3] измерялись с недостаточной точностью (Маркарян 700, 705, 771, 854, 871, 991, 1032). С целью обнаружения возможного изменения потока радиоизлучения повторно наблюдались также те галактики, которые в предыдущих наблюдениях на частоте 3.66 ГГц оказались сравнительно интенсивными радионисточниками (Маркарян 796, 992). Наблюдения проводились по уточненным координатам галактик Маркаряна, взятым из [4, 5], кроме галактик Маркарян 1133, 1157, 1179, 1194, 1199 и 1325, для которых координаты были уточнены по Паломарским картам путем привязки к близлежащим звездам, расположенным в пределах до 15' от галактики. Ошибки принятых нами координат для этих галактик могут быть несколько больше, чем в [4, 5].

Методы наблюдений описаны в работах [3]. В качестве опорных источников наблюдались PKS 1830—21, 3С 161, 3С 286, NGC 7027, 3С 78, 3С 245. Принятые значения плотностей потоков этих источников на частотах 0.97, 2.3, 3.66, 7.7 и 14.4 ГГц приведены в табл. 1. Значения чувстви-

тельности системы на частотах 0.97, 2.3, 3.66, 7.7, 14.4 ГГц при постоянной времени низкочастотного фильтра в 1 с составляли 0.1, 0.12, 0.017, 0.026, 0.03 К соответственно. При оценке среднеквадратичной ошибки определения плотности потока в единичном наблюдении учитывались ошибки, обусловленные шумами приемника и антенны, погрешностью абсолютной калибровки и нестабильностью шумового генератора.

Таблица 1

## ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ОПОРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Радиоисточник	Плотности потоков (Ян)				
	0.97 ГГц	2.3 ГГц	3.66 ГГц	7.7 ГГц	14.4 ГГц
PKS 1830—21	—	9.6	9.2	8.6	8.1
3С 161	—	13.0	8.5	4.4	2.4
3С 286	17.6	11.4	8.8	5.6	3.7
NGC 7027	—	2.6	4.6	6.3	6.2
3С 78	8.8	—	4.1	—	—
3С 245	4.2	—	1.8	—	—

*Результаты наблюдений.* Результаты наблюдений для 9 галактик приведены в табл. 2, где последовательно даны: номер галактики в списках Маркаряна,  $S_\nu$  — величина плотности потока на частоте  $\nu$  в мЯн,  $D$  — расстояние галактики в Мпс (при его вычислении постоянная Хаббла принималась равной 75 кпс/с·Мпс),  $L_p$  — радиосветимость на частоте 3.66 ГГц в Вт/Гц·ср и тип сейфертовской ( $S_y$ ) галактики. Красные смещения и типы  $S_y$  взяты из [6—10].

Таблица 2

## НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Галактика	$S_\nu$ (мЯн)					$D$ (Мпс)	$L_p \times 10^{-21}$ (Вт/Гц·ср)	Тип $S_y$
	0.97 ГГц	2.3 ГГц	3.66 ГГц	7.7 ГГц	14.4 ГГц			
Марк. 699*	—	<270	<45	100 ± 50	<270	137.6	<5.1	1
700*	—	<300	60 ± 25	<150	<320	137.6	10.2	1
705*	—	—	40 ± 20	—	—	112.0	4.5	1
917	<250	—	95 ± 25	—	—	100.4	8.6	2
975	—	<350	180 ± 40	<200	—	199.2	64.2	1
1066	<300	—	60 ± 20	—	—	49.6	1.3	2
1095	—	<320	110 ± 35	<160	—	132.0	17.2	1
1133	<250	—	72 ± 20	—	—	97.6	6.2	2
1157	<300	—	85 ± 25	—	—	60.4	2.8	2

\* Поскольку уровень сигнала меньше  $3\sigma$ , то факт обнаружения авторы не считают достоверным.

Из приведенных в табл. 2 галактик Маркарян 699, 700, 705, 975, 1095 наблюдались в марте 1979 г. на северном секторе радиотелескопа, остальные — в октябре на восточном.

Повторные наблюдения галактик Маркарян 796, 992 дали почти такие же результаты, что и в [3] (соответственно  $145 \pm 30$ ,  $170 \pm 40$  мЯн на частоте 3.66 ГГц), т. е. на этой частоте каких-либо изменений потока радиоизлучения этих источников не наблюдалось.

*Маркарян 509.* Сейфертовская галактика 1-го типа. Радиоизлучение у этой галактики было обнаружено в 1976 г. на радиотелескопе РАТАН-600 [11]. Измеренное значение плотности потока этого источника на частоте 7.7 ГГц составляло  $280 \pm 62$  мЯн. Однако при последующих наблюдениях заметного радиоизлучения у этой галактики на той же частоте авторы [11] не обнаружили, что позволило им сделать предположение о переменности этого источника. Из наших наблюдений, проведенных в марте 1979 г., удалось определить только следующие значения верхних пределов ( $3\sigma$ ) плотностей потоков галактики Маркарян 509: 350, 50, 270, 380 мЯн на частотах 2.3, 3.66, 7.7, 14.4 ГГц соответственно.

*Маркарян 699.* Как видно из табл. 2, радиоизлучение галактики 699 на частоте 7.7 ГГц в два раза превышает уровень среднеквадратичных ошибок шумов, а на других частотах определенный сигнал не был зарегистрирован. Не трудно заметить, что спектральный индекс этого источника в интервале частот 3.66—7.7 ГГц положительный и достаточно большой,  $\alpha > 1.1$ . Отметим также, что Маркарян 699 является сейфертовской галактикой 1-го типа и показывает переменность в оптическом [12] и в инфракрасном [13] диапазонах. Возможно, что все это является следствием особенностей распределения энергии в спектре этого источника.

*Маркарян 700.* Сейфертовская галактика 1-го типа, имеет оптические выбросы. Радиоисточник по прямому восхождению смещен от галактики на  $-20'' \pm 10''$ .

*Маркарян 917.* Зарегистрированный нами радиоисточник смещен от галактики на  $30'' \pm 12''$  по прямому восхождению. Галактика Маркарян 917 является сейфертовской галактикой типа 2.

*Маркарян 975.* Сейфертовская галактика типа 1 и, вероятно, оождествляется с радиоисточником ОС 118 [14].

*Маркарян 1095.* Сейфертовская галактика 1-го типа. Она показывает переменность в оптическом диапазоне [8]. На РАТАН-600 она наблюдалась в мае 1978 г. и в марте 1979 г. В. Г. Малумяном [15]. На основе этих наблюдений автор предполагает наличие радиопеременности у этого источника.

*Маркарян 705, 1066, 1133, 1157.* Первая галактика является сейфертовской галактикой 1-го типа, а три последние — 2-го типа. (Радиоизлучение галактики Маркарян 1066 было обнаружено Г. М. Товмасыном на частоте 2.7 ГГц (частное сообщение)).

В окрестностях галактик Маркарян 681, 1032 на частоте 3.66 ГГц, вероятно, регистрировались радиосточники OQ 239 ( $140 \pm 35$  мЯн), B2 0217+32 ( $590 \pm 50$  мЯн) соответственно. Однако из наших наблюдений следует, что они не связаны с указанными галактиками, так как смещены от оптических объектов больше, чем сумма ошибок измерения координат и полуширины диаграммы направленности антенны.

Радиоизлучение не было обнаружено также от галактик Маркарян 609 (Sy 2), 655, 688 (Sy 1?), 704 (Sy 1), 732, 771 (Sy 1), 841 (Sy 1), 854 (Sy 1), 871 (Sy 1), 901, 926 (Sy 1), 929 (вероятно B2 2320+32), 984 (Sy 2), 991, 1040 (Sy 1), 1077, 1081, 1098 (Sy 2). Верхний предел плотности потока для этих объектов составлял  $\sim 50$  мЯн на частоте 3.66 ГГц. Для галактик Маркарян 1179 (Sy 1.5), 1194, 1199, 1325 значения верхних пределов плотностей потоков более высоки и для них необходимы дополнительные наблюдения.

Данные настоящих и предыдущих наблюдений [3], позволяют сделать некоторые предварительные выводы о радиоизлучении галактик с ультрафиолетовым избытком, в основном, о радиоизлучении галактик сейфертовского типа, относительное число которых среди наблюдаемых нами галактик больше — 30 из 55.

Из 55 галактик у 15 зарегистрировано радиоизлучение на частоте 3.66 ГГц. Используя соотношение  $(\lg N - \lg S)$  для частоты 5 ГГц из работы [16] и пересчитывая данные с 5 ГГц на частоту 3.66 ГГц, со средним спектральным индексом — 0.7, можно оценить число радиосточников фона с плотностью потока выше 40 мЯн на частоте 3.66 ГГц, которые случайно проектируются в область наблюдаемых 55 галактик. Оно составляет  $\sim 0.2$ , т. е. почти все измеренные выше радиосточники должны быть связаны с соответствующими оптическими галактиками.

Из 30 сейфертовских галактик 20 являются Sy 1, а 8 галактик — Sy 2, одна галактика (Маркарян 1179) — Sy 1.5, тип же галактики Маркарян 1032 неизвестен.

Можно подсчитать средние значения радиосветимостей наблюдавшихся нами галактик Sy 1 и Sy 2. Если учитывать при этом только те галактики, радиоизлучение которых было зарегистрировано на частоте 3.66 ГГц, то получается, что галактики типа Sy 1 имеют среднюю радиосветимость примерно в пять раз превосходящую таковую у Sy 2. Если же учесть и те галактики, для которых были оценены лишь верхние пределы плотностей потоков, приняв при этом их потоки равными половинам верхних границ или нулю, то также получается, что средняя радиосветимость

галактик Sy 1 выше, чем у Sy 2 примерно в 3 и 2 раза соответственно. Следовательно, можно заметить, что, несмотря на то, что галактики Sy 1 имеют высокую (относительно Sy 2) среднюю радиосветимость, все же процент галактик с низкой радиосветимостью у них больше, чем у Sy 2. (По величине радиосветимости галактика Маркарян 668 попадает в группу радиогалактик и квазаров, поэтому при вычислении среднего значения радиосветимости Sy 1 ее не учитывали).

В работе [17] получено, что на частотах 10.5 ГГц и 23.1 ГГц галактики Sy 1 также имеют более высокую радиосветимость, чем Sy 2. Однако, согласно [18], на частоте 1.415 ГГц галактики Sy 2, напротив, имеют большую радиосветимость, чем Sy 1. Наши результаты с данными работ [17, 18] сравнить трудно, так как наблюдения проводились на разных частотах и были использованы разные выборки сейфертовских галактик.

В заключение следует подчеркнуть, что вышеприведенные оценки средней радиосветимости Sy 1, Sy 2 галактик нуждаются в уточнении, поскольку число наблюденных нами сейфертовских галактик невелико.

Авторы выражают благодарность наблюдателям и операторам РАТАН-600 за оказанную помощь в наблюдениях, а также Г. М. Товмасяну, В. Г. Малумяну и К. А. Саакян за предоставление результатов их наблюдений до публикации.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET EXCESS ON THE RADIO TELESCOPE RATAN-600. III

V. A. SANAMIAN, R. A. KANDALIAN

The results of the observations of 36 galaxies with ultraviolet excess carried out on the radio telescope RATAN-600 and some preliminary conclusions about the radio emission of Seyfert type 1 and 2 galaxies are presented.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.
3. В. А. Самаян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 14, 625, 1978; 15, 701, 1979.
4. G. Kojoyan, R. Elliot, H. M. Tovmasian. *A. J.*, 83, 1445, 1978.

5. Г. М. Товмасын, Э. Ц. Шахбазян, Р. А. Кандалян, Сообщ. Бюраканской обс., 52, 1979 (в печати).
6. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1967.
7. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 3, 7, 1977.
8. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 5, 271, 1979.
9. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрон. цирк.*, № 1039, 1, 1979.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Письма АЖ*, 5, 10, 1979.
11. М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 14, 91, 1978.
12. К. А. Саакян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 1980 (в печати).
13. D. Knut, W. L. W. Sargent, *Astron. Astrophys.*, 76, 50, 1979.
14. R. A. Kandalian, J. A. Stepanian, *The Thesis of Report at XI European Conference of Young Radio Astronomers, Manchester*, 1978.
15. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 16, 1980 (в печати).
16. K. I. Kellermann, M. M. Davis, I. I. K. Pauliny-Toth, *Ap. J.*, 170, L1, 1971.
17. W. H. McCuthchen, P. C. Gregory, *A. J.*, 83, 566, 1978.
18. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 64, 433, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

## ИНДУЦИРОВАННОЕ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ И ЦВЕТА ДВОЙНЫХ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

М. А. СМИРНОВ, Б. В. КОМБЕРГ

Поступила 4 мая 1979

Пересмотрена 1 октября 1979

Проводится сравнение положений на двухцветной диаграмме цветов 208 галактик в парах и группах с цветами одиночных галактик тех же морфологических типов. Наблюдаемое различие в цветах у галактик пар и групп можно объяснить, предполагая, что у одних из них происходит ослабление темпа звездообразования, а у других — усиление. Последнее наиболее заметно в E, S0 и Iг II галактиках, если их компаньонами являются более яркие спирали. Обращается внимание на связь между относительным обилием газа в галактиках, темпом звездообразования в них и степенью активности их ядер. Особенно эта связь заметна в тех галактиках ранних морфологических типов (E, S0, Sa) и в системах типа Iг II, в которых относительное обилие газовой компоненты заметно выше по сравнению с нормальным. Отмечается, что такие галактики, а также галактики с ультрафиолетовым избытком, сейфертоподобные объекты, галактики с эмиссионными линиями и квазары, избегая областей, занятых богатыми скоплениями, часто входят в состав пар и групп.

1. В последние годы все большее значение приобретает исследование разных форм взаимодействия галактик с окружающей средой. Выясняется, что без рассмотрения этой проблемы невозможно получить правильное представление об интенсивности звездообразования, его особенностях в той или иной системе, о степени активности ядер галактик, о количестве и распределении газа в них. Все эти аспекты тесно связаны между собой и, в свою очередь, зависят как от наличия и емкости резервуара, снабжающего систему газом, так и от «пропускной способности» каналов его доставки. Это особенно остро проявляется в галактиках раннего типа и, в частности, в E и S0 системах. Наблюдения в линии 21 см показали, что в большинстве E и S0 галактик доля нейтрального водорода по отно-

шению к полной массе (или светимости) мала,  $M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}} < 10^{-4}$  ( $M_{\text{HI}}/L_* < 10^{-2}$ ) [1, 2]. (В ряде работ, например, [3], обсуждались возможные причины такого малого содержания газа в галактиках раннего морфологического типа). Однако обнаружены E-системы, в которых доля HI существенно выше, чем обычно:  $M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}} > 10^{-3}$  ( $M_{\text{HI}}/L_* > 10^{-2}$ ) [4]. Это, например, NGC 4278 [5], NGC 3904, NGC 4636 [6], NGC 3226—3227 [7], NGC 1062 [8], NGC 1510 [9]. Исключением из правил является и известная близкая радиогалактика Сеп А (NGC 5128), в которой на фоне гигантской звездной E-системы видна мощная гозопылевая полоса, вытянутая вдоль малой оси галактики [10]. Известны и другие подобные E и S0 системы [11, 12]. Иногда этот газ собран в центральной области галактики, а иногда в протяженном внешнем диске.

Относительно E и S0 систем с повышенным содержанием газа можно заметить следующее:

1) Они никогда не являются быстродвижущимися членами богатых скоплений, так как при скоростях движения относительно межгалактической среды  $\sim 1000$  км/с газ из таких галактик может быть выметен (например, [13]).

2) Почти всегда такие галактики являются членами группы или пары, в состав которой входит поздняя спираль, богатая газом. Например, на проекционном расстоянии 93 кпс от NGC 4278 находится NGC 4274, на 125 кпс от NGC 1052 расположена NGC 1042, а в 20 кпс от NGC 1510 видна галактика NGC 1512. Примерно в 1.2 Мпс от Сеп А — главной галактики небольшой группы наблюдается гигантская спиральная система NGC 5236 (M83) — член той же группы. Карта окрестностей NGC 5236 в 21 см показывает «язык» водорода, который вытянут в сторону Сеп А [14]. Похожая ситуация наблюдается и в радиогалактике NGC 1316 (Fog A) [15], в 1.3 Мпс от которой расположена гигантская спираль NGC 1365. (На некоторые из этих фактов уже обращалось внимание в литературе [16—18]).

3) В центральных областях таких галактик часто присутствуют компактные радиисточники с плоскими спектрами [8, 19]. Их размеры всего сотни парсек, а мощность радиоизлучения  $\sim 10^{40 \pm 2}$  эрг/с. В работах [20, 21] показано, что для галактик, входящих в состав как E—E, так и S—S пар, вероятность иметь радиоизлучение растет по мере уменьшения расстояния между компонентами.

Все эти факты свидетельствуют, на наш взгляд, о том, что между долей газа в той или иной системе и степенью активности ее ядра существует прямая связь (см., например, [22, 23]). Эта связь затрагивает и процессы звездообразования в системе (например, [24]). Об этом же свиде-

тельствуют и результаты работы [25], в которой показано, что разброс цветов на двухцветной диаграмме (U—B) — (B—V) гораздо больше для систем из каталога Арпа (среди которых много и взаимодействующих), чем для одиночных галактик тех же морфологических типов. Авторы объясняют этот факт в рамках гипотезы о продолжающихся вспышках звездообразования во взаимодействующих системах. К такому же выводу приводят и данные о цветах галактик с УФ-избытком [26], из которых около 40% входят в состав пар и групп [27, 28].

С рассматриваемой точки зрения особый интерес могут представлять галактики типа Iг II, типичным представителем которых является хорошо исследованная система M 82. В настоящее время известны около 30 галактик такого типа. Для них всех характерны иррегулярная структура, большое содержание газа и пыли, аномалии цветов. Все это, по всей вероятности, свидетельствует об особенностях процессов звездообразования в них. Галактики типа Iг II также часто входят в состав пар и групп [29]. Большой интерес для выявления природы объектов такого типа представляет работа по их поиску по Паломарским картам (например, [30]).

Мы уже отмечали, что E и S0 системы с повышенным содержанием газа избегают областей, занятых богатыми скоплениями. Это относится также к галактикам Маркаряна, к сейфертоподобным объектам и к галактикам с эмиссионными линиями в ядерной области (например, [23]). Это, по всей вероятности, связано с выметанием газа из указанных систем при их быстром движении через межгалактическую среду скоплений. Об этом же свидетельствуют факты меньшего содержания HI в быстрых галактиках центральных областей скоплений [31] и меньшего темпа звездообразования в них же [32].

Квезары также «избегают» богатых скоплений, в отличие от радиогалактик, которые часто отождествляются с гигантскими центральными галактиками в скоплениях [33, 34]. Однако в составе небольших групп галактик близкие квазары наблюдаются. Недавно, на проекционном расстоянии  $\sim 200$  кпс от квазара 3C 273 ( $z_{em} = 0.158$ ), была обнаружена гигантская спиральная система с почти тем же  $z_{em}$  [35]. Так что QSO обладают всеми теми же особенностями, какие характерны для галактик с активными ядрами, включая даже и спектральные особенности (например, [36]).

2. Итак, наблюдательные факты, на наш взгляд, убедительно свидетельствуют о том, что есть связь между принадлежностью галактики паре или группе и рядом ее характерных свойств (таких, например, как доля газа в системе, степень активности ядра, темп звездообразования). Даже обычно бедные газом галактики ранних типов, попадая в состав пар или групп, оказываются обогащенными газом или имеют другие особенности. Это было отмечено еще в 1964 г. [37] на основе факта, что в парах S—E

эллиптические галактики имеют меньшее, чем обычно, отношение массы к светимости.

Откуда берется газ в далекопрэволюционировавших галактиках ранних типов, где трудно ожидать большого количества первичного газа? На этот счет нет пока единого мнения. Одни (например, [38]) привлекают аккрецию межгалактических газовых облаков на галактику. Другие считают (см., например, обзоры [39, 40]), что может происходить и некоторое перераспределение вещества в самой галактике, в том числе и за счет сброса вещества массивными старыми звездами главной последовательности. Возможно и перетекание газа от более богатой соседней системы на компактный компаньон (например, [18]). Это должно наиболее отчетливо проявляться в тесных и взаимодействующих системах, когда одним из компаньонов является спиральная галактика позднего морфологического типа. Появились уже первые наблюдательные свидетельства в пользу возможного обмена веществом между галактиками. Например, в системе M 81—M 82 [41], NGC 1510—NGC 1512 [9]. Вопрос об обмене веществом между галактиками чрезвычайно важен\*, однако пока эта проблема мало исследована как с наблюдательной, так и с теоретической точек зрения. (На важность процессов обмена веществом между взаимодействующими галактиками указывал также Б. А. Воронцов-Вельяминов [42]). Наиболее результативными здесь являются исследования поля скоростей газа в линии 21 см в окрестностях галактик, входящих в пары и группы. Это требует трудоемких и точных измерений\*\*. Однако ко всей этой проблеме есть более грубый, но гораздо более простой подход. Он связан с измерением интегральных цветов галактик, которые в рамках определенных моделей зависят от особенностей звездообразования в них. (Правда, при этом надо помнить, что цвета галактик могут зависеть от ряда плохо учитываемых факторов, таких, например, как внутреннее поглощение на пыли, вид начальной функции масс формирующихся звезд или разница в возрасте галактик одинаковых морфологических типов).

Действительно, как показано в работах [25, 43], положение галактики на двухцветной диаграмме (U—B) — (B—V) связано с видом начальной функции масс и с зависимостью темпа звездообразования от времени. Цвета нормальных галактик разных морфологических типов согласуются с предположением об экспоненциальном уменьшении темпа со временем. Однако цвета пекулярных и взаимодействующих систем, а также галактик с УФ-избытком располагаются на 2-цветной диаграмме не там,

\* Не лишне вспомнить, как изменяет всю наблюдательную картину перетекание вещества между компонентами в тесных звездных парах.

\*\* Спектрофотометрия в оптическом диапазоне тоже может дать интересные сведения, однако из-за больших ошибок в измерении ширины линий (а значит и скоростей газовых потоков) результаты не так убедительны.

где лежат нормальные галактики тех же морфологических типов. Для интерпретации этого факта ряд авторов [25, 26] на основании модельных расчетов предположили немонотонность во времени темпа звездообразования — было введено понятие «вспышек» звездообразования.

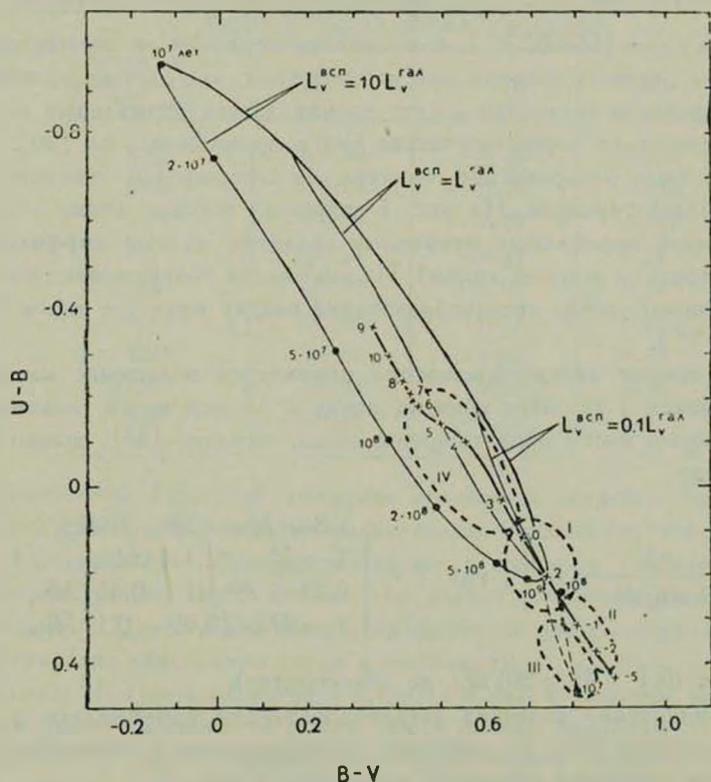


Рис. 1. Положение нормальных галактик (жирная линия) разных морфологических типов (цифры на жирной линии). Для типа Sab тонкими линиями показаны расчетные треки для «стандартных вспышек» звездообразования (пояснения см. в тексте).

Так как темп звездообразования зависит, как выясняется, не только от внутренних свойств галактик, но и от их окружения, то имеет смысл сравнить положения на 2-цветной диаграмме цветов одиночных галактик и входящих в состав пар и групп, особенно взаимодействующих. Мы уже отмечали, что наибольшее расхождение ожидается для случаев, когда E-галактика расположена близко от богатой газом гигантской S-галактики (см. также [17]).

3. В настоящей работе в качестве двойных и взаимодействующих галактик были выбраны системы из Каталога изолированных пар Карачен-

цева [44] и двух частей Атласа взаимодействующих галактик Воронцова-Вельяминова [45, 46]. Морфологический тип брался из 2-го Сводного каталога [47]. Данные об электрофотометрических показателях цвета  $(B-V)$ ,  $(U-B)$  отдельных галактик, входящих в состав систем, брались из работ [47—49]. Все цвета приводились по формулам работы [47] к виду  $(B-V)_T^0$  и  $(U-B)_T^0$ , т. е. вводились поправки за поглощение в Галактике, за разность апертур при наблюдениях, за красные смещения и за наклон плоскости галактики к лучу зрения. Цвета нормальных галактик в зависимости от их морфологических типов принимались по [50].

Всего было отобрано 208 галактик, из которых 126 отмечены в МКГ как взаимодействующие. На рис. 1 сплошная жирная линия — это положение цветов нормальных одиночных галактик разных морфологических типов (цифры на жирной линии). Их положение соответствует постепенному уменьшению темпа звездообразования сверху вниз (от типов  $4 \div 10$  до типов  $6 \div 1^*$ ).

Под темпом звездообразования понимается отношение массы вновь образующихся в единицу времени звезд к полной массе галактики. При этом функцию массы образующихся звезд, согласно [25], можно представить в виде

$$\frac{dN}{d \lg M} \sim M^{-x}, \text{ где } x = \begin{cases} 1.3 \rightarrow M = (30 \div 2) M_{\odot}, \\ 1 \rightarrow M = (2 \div 1) M_{\odot}, \\ 0.25 \rightarrow M = (1 \div 0.45) M_{\odot}, \\ 1 \rightarrow M = (0.45 \div 0.1) M_{\odot}. \end{cases}$$

(звезды с  $(0.1 > M > 30) M_{\odot}$  не образуются).

«Стандартная» вспышка звездообразования принималась в соответствии с работой [25]. Ее цветовые характеристики и отношение массы к светимости в видимом диапазоне приводятся в табл. 1.

Для галактик разных морфологических типов были проведены расчеты треков на 2-цветной диаграмме, которые отражают изменения их нормальных цветов со временем, протекшим после «стандартных» вспышек звездообразования с амплитудами:  $L_V^{\text{всп.}} = 0.1; 1$  и  $10 L_V^{\text{н.г.}}$  (см. рис. 1, где представлен расчет, выполненный для галактик типа Sab). Из дальнейшего будет видно, что вспышки с амплитудой  $10 L_V^{\text{н.г.}}$  (для галактики с  $M/L = 10 M_{\odot}$  такая амплитуда соответствует образованию во „вспышке“ 2% звезд (по массе) от общего количества звезд в галактике) достаточно, чтобы объяснить реально наблюдаемые отличия цветов. Для галактик разных морфологических типов рассчиты-

\* Типы с номерами от  $T = 10$  до 0 соответствуют галактикам Irl, Sm, Sdm, Sd, Sc, Sbc, Sb, Sba, Sa, So/a, Ir II, а с номерами от  $T < -1$  до  $-6$  соответствуют эллиптическим и линзовидным системам.

вался также и трек „антивспышки“, соответствующей прекращению звездообразования на  $10^7$  лет (см. рис. 1).

Таблица 1

ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ «СТАНДАРТНОЙ»\*  
ВСПЫШКИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Время после начала вспышки ( $10^9$ лет)	B-V	U-B	M/Lv
0.01	-0.29	-1.00	0.022
0.02	-0.08	-0.79	0.036
0.05	+0.19	-0.37	0.057
0.1	+0.26	-0.19	0.11
0.2	+0.37	-0.02	0.16
0.5	+0.51	+0.17	0.33
1.0	+0.62	+0.22	0.69
2.0	+0.73	+0.29	0.95
5.0	+0.86	+0.42	1.9

Сравнение на 2-цветной диаграмме положений областей, занятых одиночными и взаимодействующими галактиками, показывает, что можно выделить 4 области (рис. 1), куда попадают, в основном, галактики, входящие в состав групп и пар\*\*. Эти области имеют следующие свойства:

Область I. Цвета в ней мало отличаются от цветов нормальных одиночных галактик одинаковых типов и светимости.

Область II. Цвета галактик в группах и парах смещены вниз по линии нормальных галактик по отношению к цветам одиночных галактик.

Область III. Цвета взаимодействующих систем смещены вниз и левее нормальной последовательности цветов.

Область IV. Цвета взаимодействующих галактик расположены выше нормы для одиночных галактик тех же морфологических типов.

Такое расположение на 2-цветной диаграмме цветов взаимодействующих систем, с точки зрения изменения со временем темпа звездообразования, можно интерпретировать следующим образом:

Область I — темп звездообразования в исследуемых системах изменяется со временем так же, как и в одиночных галактиках.

\* Предположения [25] для расчета цветов «стандартной» вспышки: 1) Вспышка длится  $10^7$  лет; в течение этого времени темп звездообразования постоянен. 2) Химический состав звезд берется:  $X = 0.708$ ;  $Y = 0.272$ ;  $Z = 0.020$ .

\*\* Области, конечно, выбраны достаточно условно. Для более точного отнесения систем к той или иной области требуется более тщательный учет внутреннего поглощения и притяжения данных многоцветной фотометрии.

Область II — исследуемые системы имеют замедленный темп звездообразования.

Область III — системы, в которых некоторое время назад произошла задержка в звездообразовании длительностью в несколько единиц на  $10^7$  лет («антивспышка»).

Область IV — системы, в которых некоторое время назад ( $10^7 \div \div 10^9$  лет) произошла «вспышка» звездообразования длительностью в несколько единиц на  $10^7$  лет.

В табл. 2 приведены численные данные из анализа нашей выборки. Какие выводы можно сделать на основании имеющихся данных по распределению на 2-цветной диаграмме галактик, входящих в состав пар и групп?

Во-первых, видно, что при переходе от галактик ранних морфологических типов к поздним доля галактик в области II уменьшается, а доля галактик в области IV увеличивается. Причем это относится как к системам со взаимодействием, так и без видимых признаков такового.

Во-вторых, в область цветов III наиболее часто попадают спиральные галактики ранних морфологических типов (Sab, Iг II), хотя эти типы галактик встречаются и в других областях.

В-третьих, от 15 до 65% галактик разных морфологических типов не меняют своего цвета, несмотря на вхождение в пару или группу.

Не безынтересен вопрос о зависимости цветовых особенностей той или иной галактики от морфологического типа компаньонов, степени компактности пары и соотношения между светимостями членов. (Данные на этот счет приведены в табл. 2). Из имеющихся в нашем распоряжении данных можно сделать некоторые выводы.

1) Цвета E и S0 галактик, имеющих более яркого S-компаньона, в 25% случаев попадают в область IV (строка 3 в табл. 2). По всей вероятности, в этом случае мы имеем дело со «вспышкой» звездообразования в E или S0 галактике. Такая «вспышка» может быть индуцирована веществом, перетекающим от богатой газом S-галактики.

2) Спиральные и Iг I-галактики, попадающие в область цветов IV, в 30—40% случаев имеют своим компаньоном S-галактику равной или меньшей светимости (строки 7 и 11 в табл. 2). В этом случае нельзя исключить, что на темп звездообразования могут оказывать влияние такие, к примеру, эффекты, как возбуждение волн плотности при сближениях галактик, приливные возмущения, слипание газовых комплексов при их движении в поле тяготения системы (например, [51]).

3) Системы типа Iг II с более ярким S-компаньоном в 40% случаев попадают по цветам в область IV (строка 14 в табл. 2). Это также свидетельствует о процессах бурного звездообразования, носящего, по всей вероятности, индуцированный характер.

Таблица 2

№	Тип основ- ной галак- тики	Группа по цвету	Кол-во $N$	Кол-во %	Тип компань- онов*	Кол-во $n$	$\left\langle \frac{l}{R_1 + R_2} \right\rangle^{**}$	$\langle \Delta m \rangle^{***}$	Преиму- щесв. груп- п на комп.
1	E, S0	I	43	66	S	18	1.6	0.5	I
					E	25	0.9	0	I
					S	2	1.0	0	I
2	E, S0	II	6	9	E	4	0.7	0.3	I, II
					S	15	1.6	-0.7	III
3	E, S0	IV	16	25	E	1	1.3	-1	II
					S	22	1.8	0	IV
4	S0/a, Sa, Sab, Sb	I	30	41	S	24	1.7	0	I
					E	6	1.2	-0.1	IV
5	S0/a, Sa, Sab, Sb	II	6	8	S	4	2.2	0.8	III, IV
					E	2	1.5	-1	II, I
6	S0/a, Sa, Sab, Sb	III	14	19	S	7	2.2	0.1	III
					E	7	1.1	0.5	I, IV
7	S0/a, Sa, Sab, Sb	IV	23	32	S	22	1.8	0	IV
					E	1	0.5	1	I
8	Sbc, Sc, Scd, Sd, Sdm, Sm, Irr I	I	28	44	S	25	1.6	0.2	I, IV
					E	3	1.6	-1	I, IV
9	Sbc, Sc, Scd, Sd, Sdm, Sm, Irr I	II	7	11	S	6	1.8	0.3	I, II, IV
					E	1	0.9	1	I
10	Sbc, Sc, Scd, Sd, Sdm, Sm, Irr I	III	4	6	S	0	-	-	-
					E	4	1.4	0.5	IV
11	Sbc, Sc, Scd, Sd, Sdm, Sm, Irr I	IV	24	38	S	20	1.4	0	IV
					E	4	1.4	0.3	IV, I
12	Irr II	I	1	14	S	1	3.2	-1	III
13	Irr II	III	3	43	S	3	1.7	-1	III
14	Irr II	IV	3	43	S	3	1.5	-1	IV

4) В спиральных, как при S, так и при E-компаньонах, равной или меньшей светимости может происходить и «антивспышка» (строки 6, 10 в табл. 2). Этот феномен, в принципе, можно было бы объяснить эффектами увеличения дисперсии скоростей газа при сближении галактик (например, [52]). «Антивспышка» может также являться следствием разогрева газа в процессе предшествующей «вспышки» звездообразования или стадии активности в ядре (см., например, [53]).

\* В группе за компаньона принималась ближайшая галактика.

\*\* Средняя относительная компактность пары  $\langle l/R_1 + R_2 \rangle$ , где  $l$  — расстояние между центрами галактик,  $R_1$  и  $R_2$  — фотометрические радиусы до  $25 m/\square''$  для галактики и компаньона соответственно.

\*\*\*  $\langle \Delta m \rangle$  — средняя относительная яркость компаньона: „0“ —  $|\Delta m| < 0.5$ , „+1“ — компаньон слабее на  $|\Delta m| > 0.5$ ; „-1“ — компаньон ярче на  $|\Delta m| > 0.5$ .

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за полезные дискуссии проф. Б. А. Воронцова-Вельяминова и А. В. Засова, а также В. П. Архипову за предоставление неопубликованных данных.

Институт космических исследований

АН СССР

Государственный астрономический

институт им. П. К. Штернберга

## INDUCED STAR FORMATION AND COLOURS OF BINARY AND INTERACTING GALAXIES

M. A. SMIRNOV, B. V. KOMBERG

The colours of 208 galaxies in pairs and groups are compared (on colour-colour diagram) with those of single galaxies of the same morphological type. Different colours of galaxies in pairs and groups (see table 2 and figure) can be explained if one assumes that in some of them the star formation is slowed down, while in others it is speeded up. The latter is the most conspicuous in E, S0, and Ir II galaxies when they are accompanied by brighter spirals.

We have drawn attention to the relation of richness in gas to the rate of star formation in galaxies and to the activity level of their nuclei. This relation is particularly conspicuous in the galaxies of early morphological types (E, S0, Sa) and in systems of the type Ir II where the relative abundance of gas is significantly above the normal. It is noted that such galaxies as well as galaxies with UV excess, Seyfert-like objects, emission-line galaxies and quasars — avoid regions occupied with rich clusters and frequently occur in pairs and small groups.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Huchtmeier, G. A. Tamman, H. J. Wendker, *Astron. Astrophys.*, 42, 205, 1975.
2. G. R. Knapp, F. J. Kerr, *A. J.*, 79, 667, 1974.
3. P. Hickson, D. O. Richstone, E. L. Turner, *Ap. J.*, 213, 323, 1977.
4. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, *Astron. Astrophys.*, 76, 176, 1979.
5. J. S. Gallagher, G. Knapp, *Ap. J.*, 215, 463, 1977.
6. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, *Astron. Astrophys.*, 60, L23, 1977.
7. G. R. Knapp, F. J. Kerr, B. A. Williams, *Ap. J.*, 222, 800, 1978.
8. R. A. Fosbury, U. Mebold, W. M. Cross, M. A. Dopita, *M. N.*, 183, 549, 1978.
9. T. D. Kinman, *A. J.*, 83, 764, 1978.
10. J. A. Graham, *Ap. J.*, 222, 60, 1979.
11. F. Bertola, G. Galletta, *Ap. J.*, 226, L115, 1978.
12. C. C. Kotanyi, R. D. Ekers, *Astron. Astrophys.*, 73, 1, 1979.

13. G. R. Gtsler, *Astron. Astrophys.*, 51, 137, 1976.
14. D. H. Rogstad, I. A. Lockhart, M. C. H. Wright, *Ap. J.*, 193, 309, 1974.
15. F. Schweizer, *Ap. J.*, (in press).
16. S. M. Faber, J. S. Gallagher, *Ap. J.*, 204, 365, 1976.
17. Л. П. Метук, И. И. Проник, *Астрон. ж.*, 55, 249, 1978.
18. Б. В. Комберг, Препринт ИКИ, № 539, 1979.
19. J. J. Condon, L. L. Dressel, *Ap. J.*, 221, 456, 1978.
20. J. T. Stocke, W. G. Tifft, *Astron. Astrophys.*, 83, 322, 1978.
21. J. T. Stocke, W. G. Tifft, *Astron. Astrophys.*, 83, 348, 1978.
22. Б. В. Комберг, Препринт ИКИ, № 274, 1976.
23. G. R. Gtsler, M. N., 183, 633, 1978.
24. S. van den Bergh, *Ap. J.*, 206, 883, 1976.
25. R. B. Larson, B. M. Tinsley, *Ap. J.*, 219, 46, 1978.
26. J. P. Huchra, *Ap. J.*, 217, 928, 1977.
27. J. Heidmann, A. T. Kalloghlian, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
28. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 24, 473, 1976.
29. G. A. Cottrell, M. N., 184, 259, 1978.
30. С. Г. Искусдарян, *ДАН Арм. ССР*, 17, (2), 93, 1978.
31. N. Krumm, E. E. Salpeter, *Ap. J.*, 227, 776, 1979.
32. S. van den Bergh, *Ap. J.*, 198, L1, 1975.
33. D. H. Roberts, S. L. O'Dell, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 216, 227, 1977.
34. M. S. Longair, M. Seldner, M. N., 189, 433, 1979.
35. A. Stockton, *Nature*, 274, 342, 1978.
36. Б. В. Комберг, Препринт ИКИ, № 445, 1978.
37. R. A. Fish, *Ap. J.*, 139, 284, 1964.
38. R. Hunt, M. N., 173, 465, 1975.
39. W. G. Matthews, J. C. Baker, *Ap. J.*, 170, 241, 1971.
40. G. R. Gtsler, *Ap. J.*, 228, 385, 1979.
41. S. T. Gottesman, L. Weliachew, *Ap. J.*, 211, 47, 1977.
42. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Астрон. ж.*, 31, 161, 1954; *Письма АЖ*, 3, 251, 1977.
43. L. Searle, W. L. W. Sargent, W. G. Bagnulo, *Ap. J.*, 179, 427, 1973.
44. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО*, вып. 7, 1972.
45. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Атлас взаимодействующих галактик*, М., 1959.
46. B. A. Vorontsov-Velyaminov, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 28, 1, 1977.
47. G. & A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
48. А. Н. Томов, *Астрон. ж.*, 55, 944, 1978.
49. J. P. Huchra, *Ap. J.*, Suppl. ser., 36, 171, 1977.
50. А. В. Засов, В. В. Демин, *Астрон. ж.*, 57, 600, 1980.
51. B. M. Tinsley, R. B. Larson, M. N., 186, 503, 1979.
52. N. Limber, *Ap. J.*, 142, 1346, 1965.
53. А. А. Сучков, *Астрон. циркул.*, № 1013, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.84

## НЕОБЫКНОВЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА СH ЛЕБЕДЯ

Л. С. ЛУУД

Поступила 8 октября 1979

Приведены основные наблюдательные данные о СH Лебедя и разработана эмпирическая модель, объясняющая их. СH Лебедя — двойная звезда, состоящая из полуправильного гиганта М6 III и белого карлика, вокруг которого во время достаточно высоких максимумов полуправильной звезды возникает временный аккреционный диск. Предсказано, что во время появления ультрафиолетового дополнительного излучения должно наблюдаться мягкое рентгеновское излучение, а при появлении сильных флуктуаций ультрафиолетового излучения — и жесткое рентгеновское излучение. СH Лебедя как двойная система может быть разрешена методами спекл-интерферометрии.

Полуправильная звезда СH Лебедя стала объектом многих исследований после открытия временного появления голубого добавочного континуума и эмиссионных линий Дейчем [1], а также быстрых иррегулярных изменений блеска [2, 3].

В настоящей работе приводится обзор основных наблюдательных данных, а также разрабатывается феноменологическая модель СH Лебедя, предложенная Луудом и др. [4].

1. *Кривая блеска и другие фотометрические особенности.* Кривая блеска СH Лебедя, составленная по фотометрическим наблюдениям Честера [5] и Лууда и др. [6, 7], представлена на рис. 1. Кривая блеска в V-фильтре показывает 5 сильных максимумов с периодом около 700 дней. Кривая U—B показывает, что лишь самые сильные максимумы сопровождалась появлением ультрафиолетового избытка. Резко отличаются диаграммы (B—V)—V и (U—B)—V во время различных максимумов [6]. Во время максимумов без ультрафиолетового избытка показатели слегка уменьшаются с уменьшением блеска, что является нормальным поведением показателей цвета холодных полуправильных звезд [8]. Во вре-

мя максимумов с ультрафиолетовым избытком показатель цвета ( $B-V$ ) не коррелирует с блеском  $V$ , а корреляция показателя ( $U-B$ ) с блеском обратна наблюдаемой в спокойные периоды и имеет значительный разброс. Из двухцветных диаграмм ( $U-B$ ) — ( $B-V$ ) видно, что в периоды активности звезда находится в области, где излучение характеризуется суммой излучений звезды  $gM6$ , горячей звезды с умеренной светимостью, и водорода [6, 7].

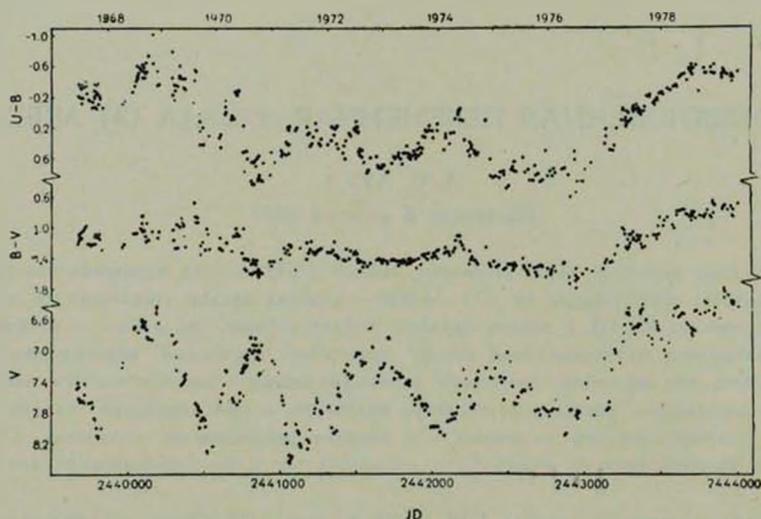


Рис. 1. Кривая блеска СН Лебеда за 1967—1979 гг.

Кривые блеска были проанализированы методами изучения временных рядов [6, 7]. Подтвердился основной период около 700 дней и выяснился ряд менее интенсивных периодов. Отметим также, что функции взаимной корреляции показывают, что изменения в цветах  $U$  и  $B$  следуют за изменениями блеска  $V$  с 30-дневным опозданием.

Радионаблюдения СН Лебеда показали, что поток ниже предела детектирования [9, 10].

СН Лебеда отличается от родственных ей по наблюдательным характеристикам объектов, симбиотических звезд, быстрыми флуктуациями блеска [2, 3, 11, 12]. Флуктуации появляются, когда ультрафиолетовый континуум становится ярким, примерно при показателе цвета  $U-B < -0^m2$ . Характерное время изменений порядка десяти минут. Видимо, амплитуда флуктуаций коррелирует с потоком в  $U$ . Амплитуда быстрых изменений в 1968 г. достигла почти одной звездной величины за одну ночь [11, 6], а в 1977 г. была порядка  $0^m1$  [12].

Степень линейной поляризации по данным Пийрола возрастает с увеличением яркости в фильтре  $U$  и уменьшается с возрастанием длины волны [13].

2. *Расстояние и абсолютная величина.* В ранней нашей работе мы получили расстояние до СH Лебеда 230 пс, при  $M_V = 0^m$  и при пренебрежении межзвездным поглощением [11]. Словак и Африкано по фотометрическому исследованию близких звезд получили  $d \approx 600$  пс [12]. Хотя этот метод следует считать надежным, в данном случае вопрос о расстоянии остается открытым, поскольку все звезды, независимо от расстояния, имеют одинаковый эксцесс  $E(B-V) = 0^m07$ . Поэтому считаем, что избыток цвета для СH Лебеда тоже  $0^m07$ . Для оценки светимости  $gM_6$  звезды нам кажется уместным использовать данные Икауниекса [14], который тщательно исследовал статистические свойства холодных звезд. Он нашел, что средняя светимость  $SRa$  переменных в максимуме блеска —  $0^m8$ . По тартуским фотометрическим данным во время максимумов, не искаженных появлением горячего источника,  $V = 7^m0$  [6, 7]. Это приводит при избытке цвета  $E(B-V) = 0^m07$  к расстоянию  $d = 330$  пс.

Как следует из общего каталога звездных параллаксов Шлезингера [15], параллакс СH Лебеда  $0.^m003$ , что тоже соответствует 330 пс. Но этому совпадению не следует придавать большого значения; параллаксы, составляющие тысячные доли секунды, довольно плохо определены.

3. *Обзор спектроскопических данных.* Первые сообщения о необычном характере спектра СH Лебеда принадлежат Дейчу [1], который нашел, что в июне 1967 г. наблюдался сильный ультрафиолетовый континуум, сильные эмиссионные линии  $H$ ,  $He$ ,  $Fe II$ ,  $[Fe II]$ , наложившиеся на спектр типа  $gM_6$ . Такой же спектр наблюдался в сентябре 1963 г., но в марте 1961 г. и сентябре 1966 г. спектр СH Лебеда был нормальным спектром гиганта класса  $M_6$ .

Описание спектра СH Лебеда в июле 1967 г. дано в работе Фараджианы [16], где спектр СH Лебеда сравнивался со спектром нормальной звезды  $30 g He_9$  типа  $gM_6$  и было обнаружено, что абсорбционные линии в спектре СH Лебеда оказались значительно слабее, чем в спектре  $30 g He_9$ .

Попытка обнаружить периодические изменения лучевых скоростей СH Лебеда не привела к успеху. Отметим, что амплитуда изменения меньше  $30$  км/с [17]. Относительные интенсивности бальмеровских линий для 1968 г. и 1969 г. показаны на рис. 2 вместе с некоторыми расчетными бальмеровскими декрементами, которые позволяют оценить физические параметры излучающего газа.

Во время вспышки в 1977—79 гг. СН Лебеда наблюдалась на гартуском 1.5-метровом телескопе с оптическим многоканальным анализатором при дисперсиях 12 А/мм и 24 А/мм. Результаты первых наблюдений опубликованы Луудом и др. [4].

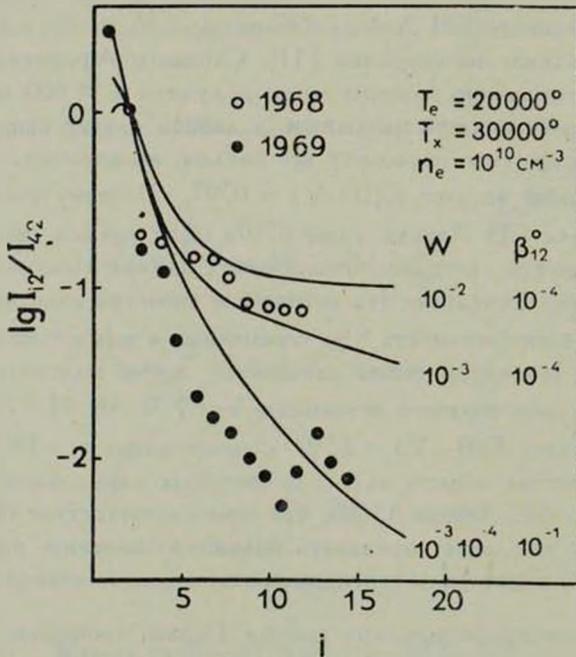


Рис. 2. Бальмеровские декременты СН Лебеда по сравнению с теоретическими (обозначения традиционные).

В 1977 г. общая характеристика спектра совпадает с данной Фараджианы [16]. На рис. 3 приведены участки спектра СН Лебеда и 30 g Нег в области  $H_7$ .

В 1978 г. голубой континуум СН Лебеда стал столь ярким, что фактически в области  $H_7$  исчезли линии поглощения спектра g M6. Отметим, что в 1977—79 гг. эмиссия в бальмеровских линиях была видна вплоть до  $H_6$ . Различия наблюдались и в относительных интенсивностях синих и красных компонентов линий водорода. На рис. 4 даны контуры  $H_3$  для 1968 г. и 1977 г. В 1978 г. центральная интенсивность  $H_3$  линий превышала в 10 и более раз интенсивность континуума; при этом интенсивность красного компонента была меньше, чем синего.

4. Возможные модели СН Лебеда. Для объяснения явлений, наблюдаемых у СН Лебеда, в принципе можно применять два типа моделей:

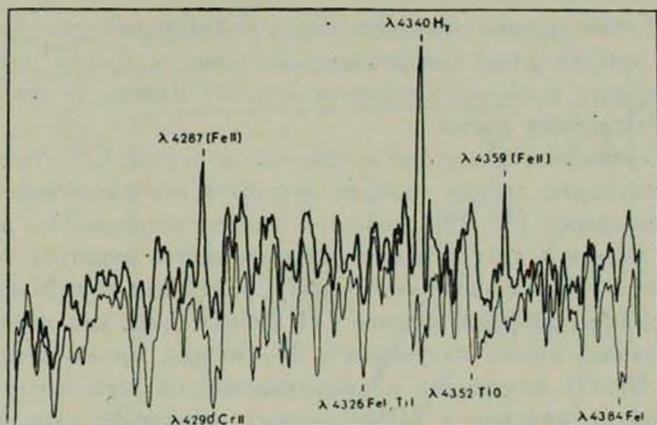


Рис. 3. Сравнение области  $H_{\gamma}$  в спектрах СН Лебедя и 30 г Геркулеса.

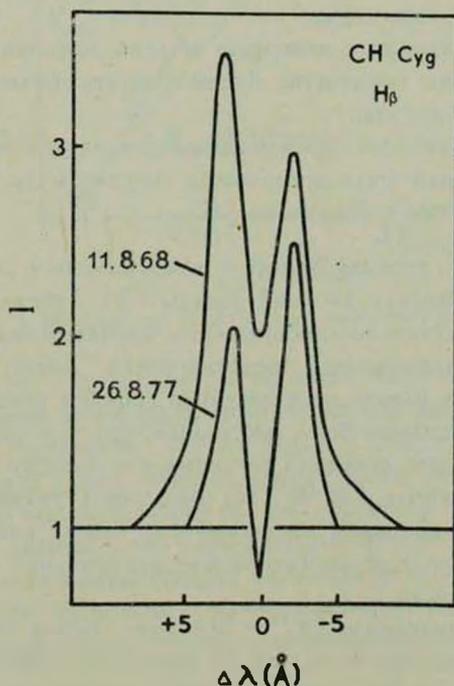


Рис. 4. Контуры  $H_{\beta}$ -линии СН Лебедя.

а) модели типа активной хромосферы холодной звезды и б) модели двойной звезды.

Лууд и др. [6] показали, что модель, аналогичная вспыхивающей звезде типа UV Кита, должна дать радиопоток порядка 10 Ян, что не на-

блюдается. Также трудно объяснить такой моделью периоды быстрой переменности, чередующиеся с периодами постоянства блеска при наличии ультрафиолетового избытка. Следовательно, эта модель не может объяснить все наблюдаемые факты.

Вторая возможность состоит в том, что в случае СН Лебеда имеем одиночную холодную звезду, которая окружена возбужденной ударными волнами хромосферой [18, 19]. Довольно хорошо согласуется с этим предположением модель 3 звезды асимптотической ветви гигантов Вуда [19]. Укажем на одно существенное несогласие с наблюдениями. Модель 3 Вуда, как будто объясняющая явление СН Лебеда, дает амплитуду колебаний интегрального потока излучения в 20—30 раз. Большая часть энергии гиганта М6 III излучается в инфракрасной области около 1.6 мкм. Инфракрасная фотометрия в ИЖК полосах показывает, что изменения блеска там незначительны, а изменения в ультрафиолете достигают примерно 15 раз. Следовательно, изменения интегрального потока имеют сравнительно малую амплитуду.

Поскольку объяснения с помощью модели одиночной звезды наталкиваются на большие трудности, будем считать более вероятным, что СН Лебеда двойная звезда.

В этом случае наиболее вероятной представляется модель с перетеканием вещества, которая была предложена Луудом и др. [4], а несколько позднее также Словаком и Африкано [12].

5. СН Лебеда — двойная звезда с аккреционным диском. Чтобы детально исследовать модель двойной звезды СН Лебеда, сделаем некоторые предположения. Начнем с обсуждения проблемы массы компонентов. Звезды  $g$  М6 по современным представлениям имеют массы 1—2  $M_{\odot}$  [19, 20]. Фактически ничего не известно о горячем компоненте, мы только знаем, что он не должен быть массивным, иначе в спектре СН Лебеда появились бы его следы, особенно во время неактивного минимума. Допустим, что наклон орбиты  $i \approx 90^{\circ}$ . На большое  $i$  указывают двухкомпонентные, с большим провалом интенсивности между компонентами, эмиссионные линии водорода и возникновение поляризации в ходе образования аккреционного диска.

Рассмотрим на диаграмме  $\lg P - \lg a$  (рис. 5) две зависимости. Предположим, что орбиты круговые, тогда, исходя из закона Кеплера, получим зависимость  $\lg P - \lg a$  для суммы масс компонентов. Также используем зависимость для орбитальной скорости. Следуя Дейчу и др. [17], амплитуда орбитальной (лучевой) скорости не может быть больше 30 км/с и на диаграмме  $\lg P - \lg a$  СН Лебеда может располагаться лишь выше прямой  $V = 30$  км/с. В то же время можем считать, что минимальная суммарная масса около 2  $M_{\odot}$ , и мы уже имеем довольно резко ограни-

ченную область на диаграмме  $\lg P - \lg a$ . Получаем минимальное взаимное удаление звезд  $600 R_{\odot}$ . Такое расстояние компонентов равно типичному разделению компонентов симбиотических звезд [21].

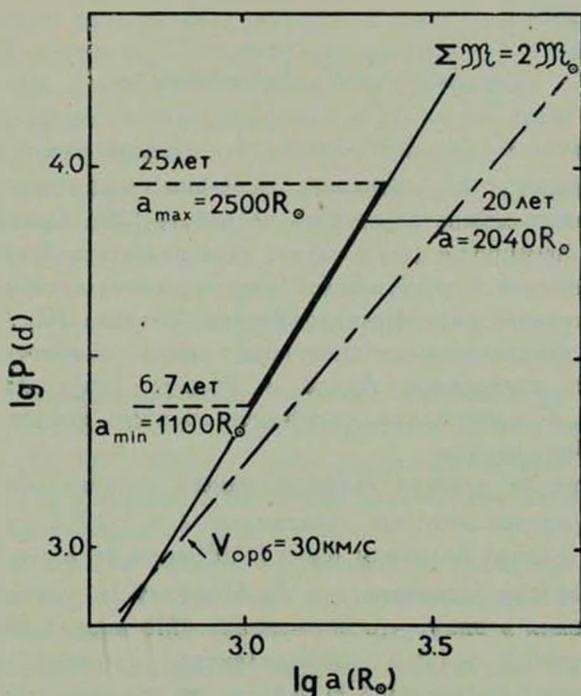


Рис. 5. Положение СН Лебедя на диаграмме  $\lg P - \lg a$ .

Будем считать, что параметры горячего компонента равны средним параметрам горячего компонента симбиотической звезды, которые, следуя Боярчуку [21], следующие:  $L = 10^1 L_{\odot}$  и  $T = 5 \cdot 10^4$ . Согласно работе [11], в излучающей в эмиссионных линиях части оболочки  $n_e \approx 10^9$ , что следует из равенства интенсивностей разрешенных и запрещенных линий Fe II. Такую же величину получим методом Виотти [22].

Оценим эквивалентную ширину  $H_{\alpha}$ -линии в минимуме блеска, считая, что горячая звезда — типичный горячий компонент симбиотической звезды.

В таком случае, радиус сферы Стремгрена должен быть, следуя работе [23],

$$R_S = 10^{20} \left( \frac{L_H}{L_{\odot}} \right)^{1/3} T_H^{-1/3} n_e^{-2/3},$$

где  $L_H$  и  $T_H$  — светимость и температура горячей звезды. Получаем  $R_S = 2 \cdot 10^{11} \text{ см} = 2730 R_{\odot}$ . В минимуме блеск СН Лебедя  $V = 8^m 2$ , а,

следуя Страйжису и Свидерскене [2], отношение  $I(6563)/I(5500)=2.27$ . Из этого следует, что энергия, излучаемая при  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  в континууме СН Лебеда,  $5.5 \cdot 10^{30}$  эрг/А.с. Интенсивность линии  $H_\alpha$  определяется формулой:

$$I_{H_\alpha} = \frac{4}{3} \pi R_S^3 A_{42} h \nu_{21}^2 p_{24} b_4 z_4^0 n_e^2,$$

где  $p_{24}$  — вероятность выхода  $H_\alpha$ -кванта,  $b_4$  — отклонение от термодинамического равновесия и  $z_4^0$  — параметр заселения уровня при термодинамическом равновесии можно определить по работе [25]. Сравнение потоков в линии  $H_\alpha$  и континууме дает в случае ядра планетарной туманности или горячего компонента симбиотической звезды эквивалентную ширину линии  $H_\alpha$  в неактивной фазе предположительно порядка 100 А, что хорошо согласуется с эквивалентными ширинами линий симбиотических звезд. Например, по измерениям Лууда и Ильмас [26] для АГ Пегаса  $W_{H_\alpha} = 140 \text{ \AA}$ . Следовательно, светимость горячего компонента СН Лебеда должна быть меньше.

Следующие по яркости слабосветящиеся горячие объекты — белые карлики, для оценки которых принимаем  $L = 5 \cdot 10^3 L_\odot$  и  $T = 2 \cdot 10^4 \text{ K}$  [27]. В таком случае получаем  $R_S = 3 \cdot 10^{12} \text{ см} = 41 R_\odot$  и  $W_{H_\alpha} \approx 2.5 \text{ \AA}$ , что распределяется в интервале 6 А. Поэтому  $H_\alpha$  остается в слабом поглощении, имея в виду, что нормальная gM6 звезда имеет в  $H_\alpha$  поглощение шириной  $\sim 1.5 \text{ \AA}$  и эквивалентной шириной  $\sim 1 \text{ \AA}$ . Следовательно, горячий компонент СН Лебеда не должен быть ярче белого карлика и, по всей вероятности, он и является белым карликом. Это дает вероятную массу  $< 1 M_\odot$  и утверждает нижний предел суммарной массы  $\sim 2 M_\odot$ .

Раздвоение водородных линий мы понимаем как появление аккреционного диска, который формируется вокруг белого карлика во время максимума полуправильной звезды. Скорость движения частиц вокруг горячей звезды, определенная из расстояния компонентов линии  $H_\alpha$ , около 70 км/с, почти постоянна по всем спектрограммам. Однако аккреционный диск должен иметь довольно сложную структуру. Во внешних менее плотных частях он излучает рекомбинационный спектр. Во внутренних частях диска формируется непрерывное излучение. Доля формировавшегося во внутренних частях непрерывного континуума в 1977—78 гг. была столь велика, что на фоне линий М-гиганта не удалось выявить существование бальмеровского скачка.

Измеренная по нашим спектрограммам  $W_{H_\alpha} \approx 20 \text{ \AA}$ , в активной фазе  $V = 6^m 4$ . Интенсивность  $H_\alpha$  следовательно  $\sim 6 \cdot 10^{32}$  эрг/с, из чего следует, что масса газа, излучающего в  $H_\alpha$ , равна  $\sim 3 \cdot 10^{-9} M_\odot$ .

Предполагая для оценки, что толщина аккреционного диска 20% от радиуса, получим  $R_{\text{диск}} \approx 200 R_{\odot}$ . Следуя Мюллону [28], потеря газа красным компонентом СН Лебеда равна  $\sim 3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , что приводит ко времени пребывания частицы в излучающемся в  $H_{\alpha}$  объеме порядка 1–2 месяцев. Следовательно, частица пролетит эту зону в течение времени, сравнимого со временем совершения одного круга в аккреционном диске, и излучающаяся в  $H_{\alpha}$  часть диска должна быть ассиметричным квазидиском.

Оценим массу, приток которой обеспечит существование аккреционного диска. Следуя Горбачкову [29], применяем формулу для оценки расхода газа в виде

$$Q = \frac{2}{5} \pi R_{\text{диск}}^2 n_e m_H V_r,$$

где  $V_r$  — радиальный компонент скорости истечения, которая в нашем случае равна приблизительно средней круговой скорости частицы в диске. Получим  $Q = 1.5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , что хорошо согласуется с годовой потерей массы. Учитывая точности оценок перетекания массы, можно считать, что они находятся в хорошем согласии.

Теперь мы сможем оценить эффективность гравитационного энерговыделения при аккреции. Для этого нам нужно, исходя из фотометрических наблюдений, оценить светимость аккреционного диска. Будем считать, что холодный компонент в активных максимумах примерно на  $0^m 5$  ярче, чем в спокойных, и имеет нормальные собственные цвета. Получим следующие характеристики горячего источника в 1978 г.:  $V = 7^m 4$ ,  $B - V = -0^m 3$  и  $U - B = -0^m 4$ . Учитывая расстояние, получим  $M_V \approx -0^m 5$ . Учитывая температуру  $3 \cdot 10^4$  К, получим болометрическую поправку  $BC \approx -2^m 8$  и, следовательно,  $L \approx 2 \cdot 10^{38}$  эрг/с. Из формулы  $L = \eta \dot{m} c^2$ , где  $\dot{m} = Q$ , получим  $\eta \approx 2 \cdot 10^{-4}$ , что хорошо согласуется с предположением о том, что горячий компонент — белый карлик (для белого карлика  $\eta \leq 3 \cdot 10^{-4}$  [30]). Поскольку критической аккреции при массе центральной звезды  $0.1 \div 1 M_{\odot}$  соответствует  $L \approx 10^{37} \div 10^{38}$  эрг/с, то в случае СН Лебеда мы имеем дело с докритической аккрецией.

6. Геометрия моделей СН Лебеда. Массы компонентов СН Лебеда мы оценили. Теперь нужно применить некоторые соображения о периоде, чтобы уточнить геометрию объекта.

Исходя из сравнения поведения СН Лебеда во время активных периодов 1967—69 гг. и 1977—79 гг., Лууд и др. [4] заключили, что только во время первого периода наблюдалось горячее пятно, возникающее вслед-

ствии взаимодействия перетекающего газа с аккреционным диском. Следовательно, можно предположить, что разница между наблюдениями в 10 лет примерно кратна полупериоду и возможны периоды 20, 6.7, 4, 2.8 и 2.2 года. Более короткие периоды не соответствуют разрешенной области на рис. 5. Периоды, значительно превышающие 20 лет, тоже невероятны, поскольку в этих случаях пара недостаточно тесная для почти полного перетекания теряемой массы.

Радиус СН Лебеда в максимуме равен, следуя Гусеву,  $410 R_{\odot}$  [31]. Если иметь в виду, что спектральный класс СН Лебеда М6-7 III [32], то это хорошо согласуется с моделями Цуджи [33].

Если отношение масс компонентов  $M_{M6}/M_{BK}=q=1$ , то радиус полости Роша 0.37 в долях расстояния между компонентами [34]. При  $R_{M6} = 410 R_{\odot}$  получим, что  $a \geq 1100$  и  $P \geq 6.7$  лет, а при более коротких периодах наблюдалось бы постоянное перетекание, которое дало бы вспышки типа новых звезд. СН Лебеда должна быть более широкой парой, чем минимальная возможная по динамическим соображениям. Видимо даже при  $P \approx 6.7$  лет радиус М-звезды слишком большой для вызывания перетекания вещества только во время ярких максимумов, и мы должны считать наиболее вероятными значениями  $a \approx 2000 R_{\odot}$  и  $P \approx 20$  лет. Схема такой модели представлена на рис. 6,а.

Рассмотрению подлежит также вопрос о возможном влиянии изменения характеристик компонентов. Здесь в первую очередь нужно оценить влияние отношения  $q$ . Если  $q > 1$ , что является более вероятным случаем, то радиус полости Роша вокруг М-звезды увеличивается, а вокруг белого карлика уменьшается, что несомненно способствует устойчивости диска. На рис. 6,б представлены конфигурации для  $q = 1, 2$  и 4 при постоянном расстоянии компонентов.

*7. Некоторые предсказываемые эффекты.* Рассмотрим две проблемы: 1) является ли СН Лебеда рентгеновским источником и 2) можно ли методом спекл-интерферометрии разделить компоненты.

Попытаемся дать оценку интенсивности рентгеновского излучения СН Лебеда. Рентгеновское излучение может иметь два механизма возникновения.

Следуя расчетам Сюняева и Шакуры [30], можно сказать, что сравнительно холодный аккреционный диск в оптическом диапазоне излучает  $F_{\nu}$  ( $\nu = 2 \cdot 10^{15}$ )  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ , а в мягком рентгеновском диапазоне  $F_{\nu}$  ( $\nu = 2 \cdot 10^{17}$ )  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  (соответствует энергии рентгеновского кванта  $\sim 1$  кэВ). Учитывая, что ширина оптического диапазона около  $10^{14}$  Гц, а рентгеновского —  $10^{17}$  Гц, получим, что в мягком рентгеновском диапазоне излучается в 500 раз больше энергии, чем в оптическом диапазоне. Поскольку в оптическом диапазоне  $F_{\lambda}(\lambda = 3650) = 3.9 \cdot 10^{-26}$  Вт/м<sup>2</sup>·Гц, то получим,

что рентгеновский поток в области  $\sim 1$  кэВ равен приблизительно 0.1 Ян, что вполне измеримо. В области 10 кэВ рентгеновский поток примерно на два порядка ниже.

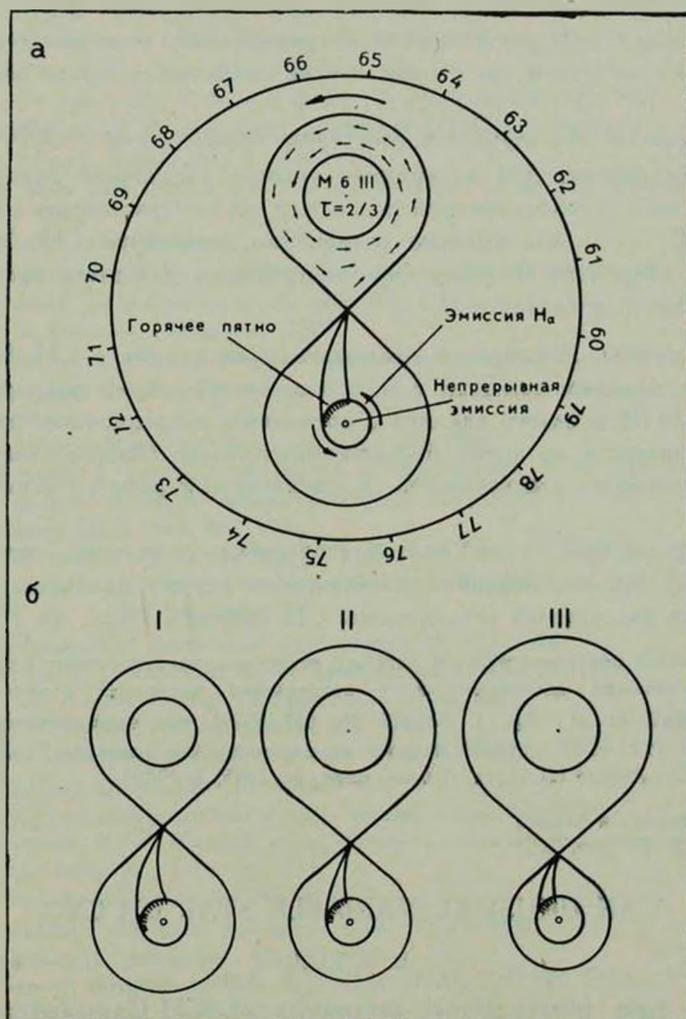


Рис. 6. а) Модель Роша для Сн Лебедя. б) Возможные варианты модели Роша Сн Лебедя. I —  $q = 1$ , II —  $q = 2$  и III —  $q = 4$ .

Нужно также иметь в виду возможность, что источником рентгеновских лучей является горячее пятно. Впервые на такую возможность возникновения рентгеновского излучения указал Шкловский в случае Sco X-1 [35]. В случае же Сн Лебедя из амплитуды переменности в

фильтре  $U$  следует, что горячее пятно должно излучать около 25% энергии.  $F(U) \approx 4 \cdot 10^{-26}$  Вт/м<sup>2</sup>Гц. Учитывая интенсивности рентгеновского излучения и ширины спектров, получим  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Ян, в области  $\sim 10$  кэВ, что можно обнаружить современными средствами наблюдений.

В первом случае рентгеновское излучение появляется вместе с ультрафиолетовым избытком, во втором случае лишь тогда, когда видно горячее пятно.

Мы нашли, что вероятное расстояние компонентов  $\sim 2000 R_{\odot}$ . При расстоянии объекта 330 пс видимое угловое расстояние равно  $\sim 0.03$ . Методы спекл-интерферометрии позволили бы «почувствовать» такое расстояние. В случае максимально возможного расстояния СН Лебеда может быть разрешена спекл-интерферометрией, но для этого требуется телескоп диаметром больше 4 м.

*Заключение.* Имеющиеся наблюдательные данные о СН Лебеда находятся в хорошем согласии с моделью, состоящей из полуправильного гиганта М6 III и белого карлика с временным аккреционным диском, который появляется во время больших максимумов. Модель можно проверить с помощью рентгеновских и спекл-интерферометрических наблюдений.

Автор выражает глубокую благодарность коллегам, которые помогли ему при наблюдениях и обсуждали разные проблемы во время проведения долговременных исследований СН Лебеда.

*Примечание при корректуре.* В каталоге рентгеновских источников, измеренных на HEAO-2, ставшим доступным после отправления настоящей статьи в печать (F. E. Marshall et al, Ap. J. Suppl., 40, 657, 1979), приведен неотожествленный источник H 1926+503, который удалось отождествить как возможный рентгеновский компонент СН Лебеда (Л. Лууд, Астрон. цирк., № 1098, 3, 1980).

Ин-т астрофизики и физики  
атмосферы АН Эст. ССР

## AN UNUSUAL VARIABLE STAR CH CYG

L. S. LUUD

The main observational properties of CH Cyg and a model to explain them are described. CH Cyg is found to be a double star that consists of the semiregular giant M6 III and the white dwarf around which the transient accretion disk is formed during the higher maxima of semiregular star. The presence of soft X-ray flux during the existence of additional ultraviolet continuum and the presence of hard X-ray flux during the high amplitude ultraviolet flux variations are predicted. CH Cyg is within the limits of resolution of a speckle-interferometry.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. Deutsch, I. A. U. Circ., No. 2020, 1967.
2. M. T. Martel-Chossat, I. A. U. Circ., No. 2027, 1967.
3. G. Wallerstein, Observatory, 88, No. 964, 1968.
4. Л. Лууд, Я. Венник, М. Пехк, Письма АЖ, 4, 87, 1978.
5. B. Cester, Mem. Soc. Astr. Ital., 43, 83, 1972.
6. Л. Лууд, М. Руувалепп, Я. Венник, Публ. Тартуской АО, 45, 113, 1977.
7. Л. Лууд, Я. Венник, М. Пехк, Публ. Тартуской АО, 47, (в печати).
8. J. Smak, Ap. J. Suppl. ser., 9, 141, 1964.
9. I. Kazis, Mass Loss from Stars, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht. Discussion, 1969, p. 244.
10. S. Kwok, (частное сообщение), 1978.
11. Л. Лууд, Изв. Академии наук Эст. ССР, сер. физика-математика, 19, 177, 1970.
12. M. H. Slovak, J. Africano, M. N., 185, 591, 1978.
13. V. Pittrolo, (частное сообщение), 1978.
14. Я. Я. Икаунискс, в сб. «Пульсирующие звезды», Наука, М., 1970, стр. 350.
15. F. Schlesinger, General Catalogue of Stellar Parallaxes, Yale Univ. Observatory, 1935.
16. R. Faraggiana, Mem. Soc. Astr. Ital., 39, 291, 1968.
17. A. J. Deutsch, L. Lowen, S. G. Morris, G. Wallerstein, P. A. S. P., 86, 233, 1974.
18. R. Faraggiana, M. Hack, Astron. Astrophys., 15, 55, 1971.
19. P. R. Wood, Ap. J., 190, 609, 1976.
20. A. V. Weigart, P. G. Gross, Ap. J., Suppl. ser., 36, 405, 1978.
21. А. А. Боярчук, в сб. «Эруптивные звезды», Наука, М., 1970, стр. 113.
22. R. Viotti, Ap. J., 204, 293, 1976.
23. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрофизика, 12, 521, 1976.
24. В. Страйжис, Э. Свидерскене, Бюлл. Вильнюсской АО, № 35, 1972.
25. Л. Лууд, М. Ильмас, Сообщ. Тартуской АО, № 32, 1971.
26. Л. Лууд, М. Ильмас, Астрофизика, 2, 205, 1966.
27. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
28. D. J. Mullan, Ap. J., 226, 151, 1978.
29. В. Г. Горбачук, Новоподобные и новые звезды, Наука, М., 1974.
30. Р. А. Сюняев, Н. И. Шакура, в сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», Наука, М., 1974, стр. 231.
31. Е. Б. Гусев, Астрон. цирк., № 944, 4, 1977.
32. Y. Yamashita, Publ. Dom. Astrophys. Obs., 18, 17, 1967.
33. T. Tsuji, Astron. Astrophys., 62, 29, 1978.
34. M. Plavec, P. Kratochvil, Bull. Astr. Inst. Czech., 15, 165, 1964.
35. J. S. Shklovski, Ap. J., 148, L1, 1967.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 629.78:523.8

## О МАКРОСТРУКТУРЕ СПЕКТРОВ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

С. С. РУСТАМБЕКОВА

Поступила 2 ноября 1979

На основе наблюдательного материала Ориона-2 были получены новые результаты, касающиеся макроструктуры непрерывных спектров 26 горячих звезд В2—А3 в ультрафиолете, в области 2000—3700 Å. В частности, получено новое доказательство того, что депрессия непрерывного спектра в области около 2400 Å действительно неодинакова у разных звезд строго одного и того же спектрального подкласса и класса светимости и может колебаться в значительных пределах. Сама депрессия возникает в результате дополнительного поглощения в собственном околозвездном облаке [5]. Поэтому наблюдаемый разброс в величинах депрессии (глубина  $H_0$  или эквивалентная ширина  $D_0$ ) интерпретируется как разброс в мощности (оптической толщины) околозвездного облака при переходе от одной звезды к другой. Представлен список тех горячих звезд, наличие околозвездных облаков у которых можно считать вероятным.

1. *Введение.* Один из важных выводов, который был сделан на основе наблюдательного материала космических обсерваторий ОАО-2 и Орион-2, относится к макроструктуре непрерывных спектров горячих звезд в ультрафиолете, в области 2000—3000 Å; оказывается, она далеко непостоянна у всех сходных звезд и может меняться при переходе от одной звезды к другой строго одного и того же спектрального подкласса [1—3]. Позднее этот вывод получил убедительное подтверждение по данным наблюдений другой орбитальной обсерватории — TD-1 [4]. Стало очевидным, что существует неизвестный доселе источник непрозрачности, который находится либо в фотосфере звезды, либо же на пути от звезды до наблюдателя. К тому же степень самой непрозрачности может быть разной у разных звезд, а часто отсутствует вовсе.

Недавно был проведен довольно подробный количественный анализ [5], касающийся этого вопроса, в ходе которого удалось установить сле-

дующее: наблюдаемое разнообразие в макроструктуре непрерывных спектров в ультрафиолете горячих звезд является следствием дополнительно поглощения, которое испытывает выходящее из фотосферы излучение звезды в собственном околозвездном облаке. Важным моментом в этом анализе является выявление огромной роли резонансных линий, принадлежащих нейтральным и ионизованным металлам; по сути дела ими и обусловлено поглощение в облаке. Если локальная концентрация резонансных линий будет достаточно велика, то в результате их слияния могут возникнуть широкополосные депрессии в отдельных областях непрерывного спектра.

Особо примечательна депрессия непрерывного спектра в области с центром около 2400 А и шириною 100—300 А. Оказывается, максимум числа резонансных линий в огромном диапазоне длин волн, от 2000 А до 10000 А, приходится как раз на область 2300—2400 А [5]. Этим, по-видимому, следует объяснить тот факт, что именно депрессия на 2400 А является наиболее легко обнаруживаемой, а ее мощность может варьировать в дальнейшем депрессию на 2400 А в качестве индикатора для выявления околозвездного облака в каждом конкретном случае в отдельности. Следующим этапом может быть, по крайней мере в принципе, возможность определения некоторых параметров околозвездного облака по наблюдаемой мощности депрессии на 2400 А.

Настоящая работа посвящена дальнейшему анализу депрессии непрерывных спектров около 2400 А на основе однородного наблюдательного материала Ориона-2. В частности, мы ставим цель дать по мере возможности однозначный ответ на вопрос о присутствии или отсутствии околозвездного облака вокруг каждой из изученных нами 26 звезд классов В2-А3 в отдельности. Понутно будет проведено сравнение найденных нами распределений энергии в спектрах этих звезд в области 2000—3700 А с различными теоретическими моделями — Михаласа [6] в случае звезд классов В2—В9, Курукз и др. [7] — в случае А0—А3.

2. *Наблюдательный материал и его измерения.* Все 26 звезд классов В2—А3, выбранные нами для изучения, рассеяны в областях неба, внутри окружностей диаметром 5°, вокруг звезд  $\alpha$  Aur,  $\beta$  Aur,  $\gamma$  Cas,  $\epsilon$  Ori и  $\zeta$  Tau. Основные данные кадров, сфотографированных в декабре 1973 г. менисковым телескопом Ориона-2 с объективной призмой, приведены в табл. 1. Список же изученных нами звезд приведен в табл. 2, где спектральные классы для 10 звезд указаны по данным [8, 9], а для остальных 16 звезд, отмеченных звездочкой, спектральные классы и классы светимости были найдены нами на основе наблюдательного материала, полученного в 1978 г. в Абастуманской обсерватории. В табл. 2 приведены также избытки цвета E (B—V) по [10], когда они имелись, и определен-

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ

Область	Кадр	Экспозиция (мин)
$\alpha$ Aur	F 21	18.4
$\beta$ Aur	F 13	15.5
$\gamma$ Cas	F 16, F 17, F 18	1; 16; 2; 5
$\varepsilon$ Ori	F 6	18
$\zeta$ Tau	F 3, F 4, F 5, F 22, F 23, F 24	11.4; 20; 1; 1.3; 16; 1.3

ные избытки цвета по имеющимся данным о показателе цвета  $B-V$  и нормальному показателю цвета звезды того или иного спектрального класса [11], а также расстояния звезд, найденные по известной визуальной величине и по среднему значению абсолютной светимости [12—14]. В последнем столбце таблицы указано число спектрограмм, обработанных для данной звезды; оно колеблется от одной до шестнадцати для сравнительно ярких звезд. Среднеквадратичные ошибки в случае измерения шести спектрограмм составляют 12—15% для области 2000—2500 Å и 10—12% для 2500—3700 Å. Всего обработано и измерено 102 спектрограммы для всех 26 звезд. Микрофотометрические записи спектрограмм получены на саморегистрирующем микрофотометре ИФО-451 с 50-кратным увеличением. Характеристическая и редуционная кривые, принятые в качестве рабочих при обработке всех спектрограмм, полученных Орионом-2, взяты из [2].

Результатом наших измерений являются относительные распределения энергии в ультрафиолетовых спектрах каждой из исследованных звезд; они представлены в графической форме на рис. 1—6. Во всех случаях интенсивность излучения  $F_\lambda$  выражена в звездных величинах  $\Delta m_\lambda$ , причем интенсивность на  $\lambda = 3200$  Å принята за единицу, то есть,  $\Delta m = -2.5 \times \lg(F_\lambda/F_{3200})$ . Представленные на рис. 1—6 распределения энергии уже исправлены за влияние межзвездного поглощения — либо по известной или найденной для данной звезды величине  $E(B-V)$  и известной зависимости  $X_\lambda = E(\lambda - V)/E(B-V)$  [15, 16], либо же в случае отсутствия  $E(B-V)$ , по расстоянию данной звезды и средней величине коэффициента межзвездного селективного поглощения  $a_\lambda$  на 1 кпс; использованные в данном случае величины  $a_\lambda$  затабулированы в [17].

Заметим, что предварительные результаты по нахождению распределений энергии в ультрафиолетовых спектрах шести горячих звезд из области  $\zeta$  Тау ранее были представлены в [18].

3. *Обсуждение результатов измерений.* Здесь будет проведено как сопоставление найденных нами распределений энергии в ультрафиолете с

## ДАННЫЕ ОБ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗДАХ

Область неба	Звезда HD	Спектр. класс	V	E(B - V)	r (пс)	n
ε Ori	37756	B2IV—B3V	4.93	+0.03	—	16
	36741	B2V	6.59	+0.04	—	4
	36392	B3V	7.54	+0.18	—	4
β Aur	40160	B3V*	7.2	—	500	2
ζ Tau	36589	B6V	6.01	+0.07	—	5
β Aur	40326	B6V*	8.1	—	650	2
ε Ori	37958	B8	6.67	+0.02	—	4
ζ Tau	38063	B8V*	8.7	—	440	3
β Aur	40694	B8V*	8.5	—	450	2
	40754	B8V*	8.8	—	400	2
γ Cas	41522	B8V*	8.9	—	600	2
	5408	B9V	5.55	0.00	—	4
β Aur	7157	B9	6.64	+0.07	—	6
	40830	B9V*	7.9	—	263	2
ζ Tau	41591	B9V*	8.4	—	330	2
	38192	B9V*	8.0	—	320	3
γ Cas	37939	B9V*	8.3	—	320	3
	37925	B9V*	8.4	—	330	3
ζ Tau	3519	A0	6.74	+0.03	—	6
	6382	A0	8.28	+0.16	—	3
α Aur	37740	A0V*	8.2	—	280	3
γ Cas	ГЛАКА 577**	A0V*	10.01	+0.06	—	1
β Aur	6416	A3	6.54	—	70	6
	5813	A3V*	7.1	—	120	6
β Aur	3881	A3V*	7.5	—	140	6
	41847	A3V*	7.5	—	200	2

\*\* Оганесян О. В., Сообщ. БАО 48, 14, 1976.

теоретическими моделями, так и, даже главным образом, анализ характера депрессии непрерывного спектра около 2400 Å с целью выявления околозвездного облака, если оно существует, либо же однозначного доказательства его отсутствия вокруг данной звезды. Остановимся на каждом подклассе в отдельности.

*Звезды классов B2—B3.* Распределения энергии в ультрафиолете спектров четырех звезд этого класса, входящих в наш список, приведены

на рис. 1. Три из этих звезд (HD 36392, 37756, 36741) являются членами звездной ассоциации Ориона OB1 [8]; их спектральные классы и абсолютные звездные величины приведены также в [19]. Две звезды (HD 37756 и HD 36741) наблюдались также орбитальной обсерваторией TD-1; данные о распределении энергии в их коротковолновых спектрах представлены в [10] и находятся в хорошем согласии с полученными нами распределениями.

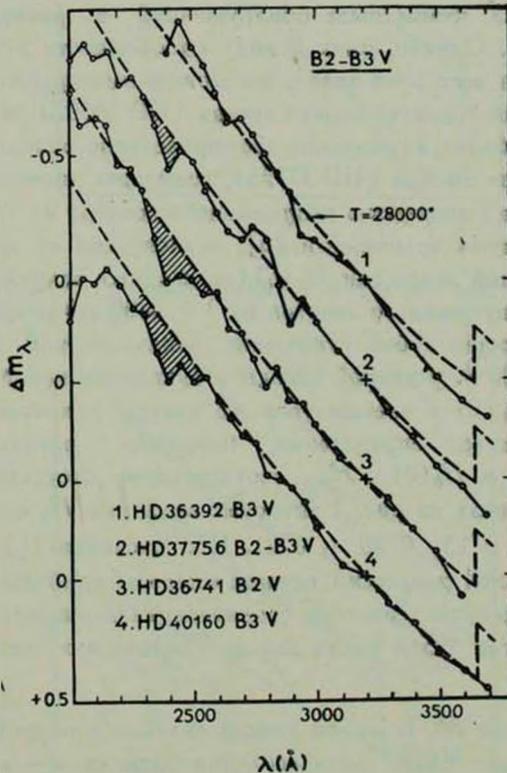


Рис. 1. Макроструктура ультрафиолетовых спектров группы из четырех звезд классов B2—B3 по данным Ориона-2.

Далее, найденные нами распределения оказались в хорошем согласии с теоретической моделью Михаласа при  $T_{\text{эфф}} = 28000^\circ$  и  $\lg g = 4.0$  (звезда V класса светимости) [6]. Отметим, что эта эффективная температура является несколько завышенной для звезд данного спектрального класса. Однако такое поведение, оказывается, характерно и для других звезд в Орионе [20].

Перейдем к основному вопросу — депрессии непрерывного спектра на 2400 А. Как видим, эта депрессия на рис. 1 далеко не одинакова у всех четырех звезд; она отсутствует (в пределах ошибок измерений) у первой

сверху звезды (HD 36392), становится заметной у второй звезды (HD 37756), усиливается в спектре третьей звезды (HD 36741) и достигает наибольшей величины у HD 40160 (здесь и на последующих рисунках звезды приводятся сверху вниз по мере усиления депрессии на 2400 Å).

Конечно, всем звездам, в том числе классов В2—В3, присущи некие естественные депрессии  $H_{\min}$  на 2400 Å, обусловленные поглощением излучения в их собственных фотосферах. В случае звезд В2—В3 эта депрессия не так сильна, чтобы быть обнаруженной в распределении первой звезды на рис. 1. Однако, имея в виду однородность условий получения спектрограмм для всех этих звезд, мы можем имеющуюся картину истолковать следующим образом: первая звезда (HD 36392) полностью лишена околос звездного облака, а последние две определенно обладают такими облаками. У второй же звезды (HD 37756), возможно, имеется слабое облако.

Количественно депрессию непрерывного спектра на 2400 Å можно характеризовать двумя величинами [5], зависящими от оптической толщины облака  $t_0$ : глубиной депрессии  $H_0(t_0)$  (в звездных величинах и по отношению к уровню непрерывного спектра на  $\lambda = 2400$  Å) и мощностью депрессии, представляющей собой отношение эквивалентной ширины депрессии  $D_0(t_0)$  на 2400 Å у данной звезды к эквивалентной ширине естественной депрессии  $D_0(0)$  у звезды того же класса, у которой облако отсутствует. При таком определении, например, предельные значения  $D_0(t_0); D_0(0) = 1$  и  $H_0(0) = H_{\min}$  соответствуют отсутствию облака. Для последних трех звезд на рис. 1 числовые величины  $H_0$  оказались равными соответственно  $0^m15$ ,  $0^m20$  и  $0^m21$ . Что касается  $D_0$ , то, не зная величину естественной депрессии, примем в первом приближении за таковую величину наблюдаемой депрессии (эквивалентной ширины) второй звезды (HD 37756). Тогда будем иметь для последних двух звезд:  $D_0 = 2.2$  и  $3.4$  соответственно.

*Звезды класса В6.* В нашем списке оказалось всего две звезды этого класса; найденные нами распределения энергии в ультрафиолете в их спектрах приведены на рис. 2. Оба распределения хорошо представляются теоретической моделью при  $T_{\text{эфф}} = 15700^\circ$  и  $\lg g = 4$  [6]. Что касается депрессии на 2400 Å, то она довольно сильная у обеих звезд; ее глубина оказалась равной  $0^m37$  и  $0^m42$  соответственно. Не имея никаких данных о величине естественной депрессии, трудно оценить величину  $D_0$  для каждой из них. Скорее всего у обеих звезд имеются околос звездные облака почти одинаковой мощности.

*Звезды класса В8.* В нашем списке имеется пять звезд этого класса; найденные распределения энергии в ультрафиолете для них представлены на рис. 3. Во всех случаях наблюдения оказались в хорошем согласии с теорией при  $T_{\text{эфф}} = 12600^\circ$ .

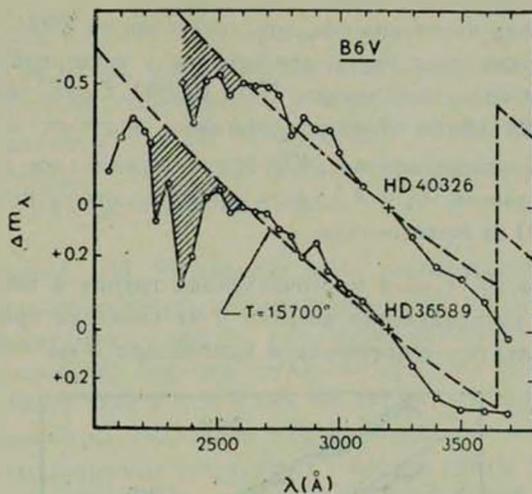


Рис. 2. Макроструктура ультрафиолетовых спектров для двух звезд спектрального класса B6 по данным Ориона-2.

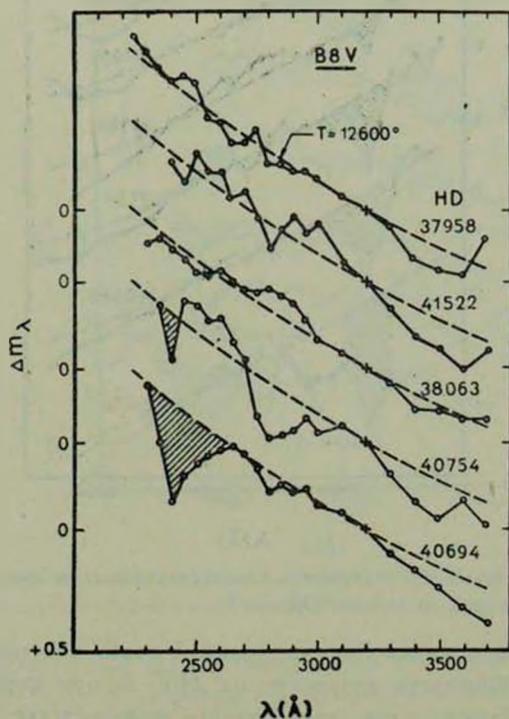


Рис. 3. Макроструктура ультрафиолетовых спектров для пяти звезд класса B8 по данным Ориона-2.

Эта группа звезд интересна тем, что депрессия на 2400 Å отсутствует вовсе в случае первых трех звезд, еле заметна у четвертой звезды и необычайно сильна у последней звезды (HD 40694). Сразу можно сказать, что как раз эта последняя обладает довольно мощным околос звездным облаком; глубина депрессии на 2400 Å у нее оказалась равной  $0^m.40$ , а относительная мощность  $D_0 = 4.5$ , если принять депрессию у четвертой звезды (HD 40754) за естественную.

*Звезды класса B9.* Самая многочисленная группа в нашем списке — сразу семь звезд; распределения энергии в их спектрах представлены на рис. 4, и все они следуют теоретической кривой при  $T_{eff} = 11200^\circ$ . Рис. 4

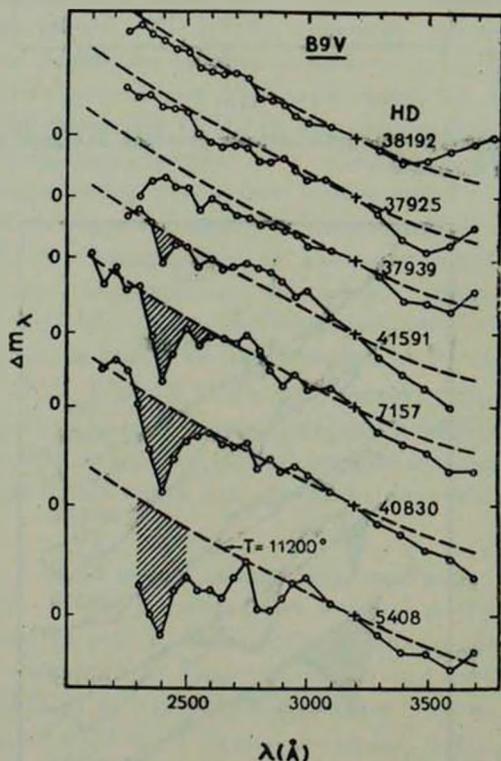


Рис. 4. Последовательность ультрафиолетовых спектров семи звезд класса B9 с меняющейся макроструктурой по данным Ориона-2.

может служить красноречивой иллюстрацией тому, как происходит плавное наращивание мощности депрессии на 2400 Å при переходе от одной звезды к другой. Вместе с тем, этот рисунок подтверждает сделанный ранее вывод об отсутствии полной однородности в макроструктуре спектров горячих звезд в ультрафиолете, у звезд одного и того же класса.

У первых сверху трех звезд, как видим, нет сколь-нибудь заметных следов депрессии на 2400 А. У третьей появляется слабый намек на нее, и, постепенно нарастая, депрессия достигает наибольшей силы у последней звезды. Глубина депрессии  $H_0$  у последних четырех звезд оказалась равной последовательно  $0^m12$ ,  $0^m30$ ,  $0^m35$  и  $0^m48$ . Приняв депрессию у четвертой звезды (HD 41591) за естественную, будем иметь для  $D_0$ : 3,8, 5,0, 8,0 для последних трех звезд.

*Звезды класса A0.* Найденные нами распределения энергии в спектрах пяти звезд этого класса представлены на рис. 5. Сравнение с теорией на этот раз проведено с моделью, рассчитанной Курукзом и др. [7] с учетом влияния линий поглощения металлов. Согласно наблюдений с теорией при  $T_{\text{эфф}} = 10000^\circ$  и  $\lg g = 4,3$ , как мы видим, в общем-то неплохое. Что касается депрессии на 2400 А, то здесь картина такая же, что и в предыдущих случаях: депрессия отсутствует у первой сверху звезды, появляется она у второй — третьей звезд и достигает наибольшей силы у последней, где  $H_0 = 0,34$ .

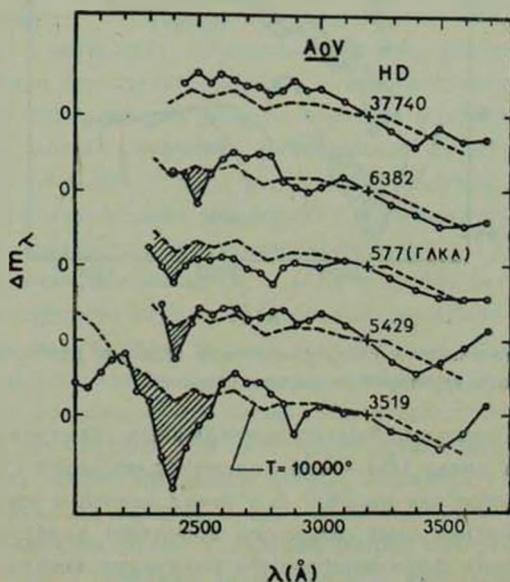


Рис. 5. Последовательность ультрафиолетовых спектров для пяти звезд класса A0 с меняющейся макроструктурой по данным Ориона-2.

*Звезды класса A3.* Для четырех звезд этого класса найденные нами распределения (рис. 6) оказались в неплохом согласии с этой же моделью [7] при  $T_{\text{эфф}} = 8800^\circ$  и  $\lg g = 4,3$ ; отклонения носят локальный характер, хотя и трудно сейчас дать объяснение этому. Звездам класса A3,

судя по теоретической модели, присуща довольно мощная естественная депрессия на 2400 Å, вызванная поглощением в самой фотосфере звезды. Наши наблюдения также указывают на наличие сильной депрессии в этом месте у всех четырех звезд. Что касается самих отклонений между наблюдаемыми и теоретическими депрессиями, то они не так уж велики у последней звезды (HD 41847), чтобы можно было говорить с определенностью о наличии или отсутствии околосветных облаков вокруг этих звезд. Однако некоторая, хотя и слабая, тенденция наращивания депрессии при переходе от первой звезды к четвертой все-таки заметна. По-видимому, у этой последней не очень мощное околосветное облако все-таки есть.

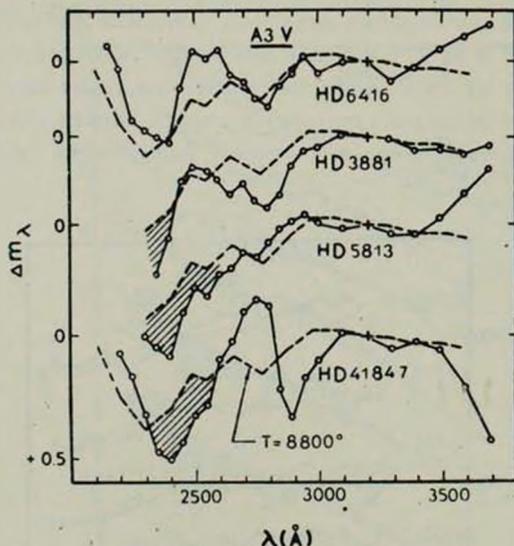


Рис. 6. Последовательность ультрафиолетовых спектров для четырех звезд класса А3 с меняющейся макроструктурой по данным Орiona-2.

4. *Некоторые выводы.* Анализ непрерывных спектров в ультрафиолете для 26 горячих звезд (В2—А3) подтверждает ранее сделанный вывод о непостоянстве депрессии на 2400 Å у звезд одного и того же спектрального класса. Поскольку сама депрессия возникает в результате дополнительного поглощения фотосферического излучения звезды при прохождении через собственное околосветное облако, то наблюдаемый разброс в величинах мощности депрессии на 2400 Å у звезд одного и того же спектрального класса следует истолковывать как свидетельство присутствия вокруг этих звезд облаков с существенно разными мощностями.

У некоторых звезд облака могут отсутствовать вовсе. В табл. 3 представлен список тех звезд, у которых присутствие околосветных облаков не вызывает сомнения.

Таблица 3

ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕПРЕССИИ ( $H_0$  и  $D_0$ )  
НА 2400 А ДЛЯ ЗВЕЗД, ОБЛАДАЮЩИХ ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ  
ОБЛАКАМИ

Звезда HD	Спектр. класс	$H_0$	$D_0$
36741	B2	0.20	2.2
40160	B3	0.21	3.4
40326	B6	0.37	—
36589	B6	0.42	—
40694	B8	0.40	4.5
7157	B9	0.30	3.8
40830	B9	0.35	5.0
5408	B9	0.48	8.0
3519	A0	0.34	4.0
41847	A3	0.20:	1.1:

Конечно, общее число звезд, проанализированных нами (на основе наблюдательного материала Ориона-2), далеко недостаточно для того, чтобы можно было бы сделать выводы статистического характера, однако, имея в виду однородность использованного материала и случайность подборки звезд, можно допустить возможность присутствия достаточно мощных облаков по крайней мере у половины горячих звезд.

Что касается нахождения физических и геометрических параметров околозвездных облаков по методу, предложенному в [5], и по наблюдаемым характеристикам депрессии  $H_0$  и  $D_0$  (табл. 3), то это задача особая и ее следует рассмотреть отдельно. Основная трудность здесь предвидится в нахождении нуля-пункта, то есть величины «естественной» депрессии на 2400 А для каждого подкласса в отдельности, что требует привлечения наблюдательного материала в большем количестве, либо же более детальный учет линий поглощения при построении теоретических моделей.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Р. А. Бартая за помощь в получении наземного наблюдательного материала с целью спектральной классификации интересующих нас звезд и профессору Г. А. Гурзядяну за интересные дискуссии, имевшие место при выполнении настоящей работы.

ON THE MACROSTRUCTURE OF SPECTRA OF HOT STARS  
IN ULTRAVIOLET

S. S. RUSTAMBEKOVA

New results based on the observational material of Orion-2 concerning the macrostructure of continuous spectra in ultraviolet (2000—3000 Å) for 26 hot stars (B2—A3) are presented. Particularly, an additional evidence is received confirming the non-constant character of continuous spectra depression near 2400 Å; its magnitude may be quite different on stars strongly of one and the same spectral and luminosity classes. The depression originates as a result of additional absorption of stellar radiation in its own circumstellar cloud [5]. Hence, the observed variety in the magnitudes of the depression (depth  $H_0$  or equivalent width  $I_0$ ) may be interpreted as a scatter in the power (optical depth) of circumstellar cloud around different stars. A list of hot stars possessing circumstellar clouds with a high probability is presented.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gros, D. Sucotte, F. Praderie, R. M. Bonnet, *Astron. Astrophys.*, 27, 167, 1973.
2. Дж. Б. Оганесян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 68, 1976.
3. А. С. Акопян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 197, 1976.
4. A. B. Underhill, K. A. van der Hucht, *Astron. Astrophys.*, 54, 393, 1977.
5. Г. А. Гурздян, С. С. Рустамбекова, *Astrophys. Space sci.*, 69, 269, 1980.
6. D. Mihalas, *Ap. J., Suppl. ser.*, 9, No. 92, 321, 1965.
7. R. L. Kurucz, E. Peytremann, E. H. Avrett, *Blanketed Model Atmospheres for Early Type Stars*, Smithsonian Institution Press, Washington, 1974.
8. W. H. Warren, Jr. J. E. Hesser, *Ap. J. Suppl. ser.*, 34, No. 2, 115, 1977.
9. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, *Publ. U. S. Naval Obs.*, second ser., 1968, p. 21.
10. C. Jamar, H. D. Macau, G. L. Thompson, L. Houziaux, R. Wilson, *Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*, ESA, SR-27, 1967.
11. В. Л. Страйжис, *Многоцветная фотометрия звезд*, Изд. Моклас, Вильнюс, 1967, стр. 105.
12. C. W. Allen, *Astrophys. Quanti. The Athlone Press*, 1973, p. 200
13. A. Slettebak, *Ap. J.*, 138, No. 1, 118, 1963.
14. D. C. Morton, T. F. Adams, *Ap. J.*, 151, 611, 1967.
15. K. Nandy, G. I. Thompson, C. Jamar, A. Monfils, R. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 44, 195, 1975.
16. A. D. Code, J. Davis, R. C. Bless, R. Hanbury Brown, *Ap. J.*, 203, 417, 1176.
17. Г. А. Гурздян, Р. Х. Оганесян, *Астрофизика*, 11, 397, 1975.
18. С. С. Рустамбекова, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 101, 1976.
19. A. Helmut, H. A. Abt, H. Levato, *P.A.S.P.*, 89, 797, 1978.
20. R. E. Schild, F. Chaffee, *Ap. J.*, 169, 529, 1971.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 629.78;523.8

### УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ ОРИОН ОВ1

Р. Х. ОГАНЕСЯН, К. Г. ГАСПАРЯН

Поступила 1 июня 1979

Пересмотрена 8 февраля 1980

Приводятся результаты измерений 56 коротковолновых спектров 22 звезд в ассоциации Орион ОВ1, полученных с помощью космической обсерватории Орион-2. Получено абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре этих звезд. Сопоставлением относительного распределения энергии в непрерывном спектре звезд класса В в интервале длин волн 2150—3700 Å с теоретической моделью Ван Китерса и Мортонса [24] определены эффективные температуры этих звезд. Оказалось, что для некоторых В-звезд эффективные температуры выше тех, которые следует ожидать при их спектральных классах. Распределение энергии в ультрафиолете у двух звезд класса А находится в согласии с моделями Курача и др. [25], где учитывается эффект блокировки линиями поглощения. Обнаруженная депрессия в непрерывном спектре этих звезд объясняется эффектом блокировки.

1. *Введение.* Во время внеатмосферного астрофизического эксперимента Орион-2 (декабрь 1973 г.) на космическом корабле «Союз-13» были проведены спектрофотометрические наблюдения с помощью широкоугольного менискового телескопа и объективной призмы. Были получены снимки для 16 областей неба с разными экспозициями, список которых приведен в работе [1].

В результате этих наблюдений было получено большое количество коротковолновых низкодисперсионных спектров как для отдельных звезд, так и для звезд, входящих в состав скоплений и ассоциаций.

В настоящей статье рассматриваются результаты наблюдений участка неба вокруг  $\epsilon$  Ориона. Эта область интересна тем, что там целиком находятся две подгруппы ( $Ic$  и  $Id$  по обозначению Шарплесса [2] и Блау [3]) ассоциации Орион ОВ1, являющейся ближайшей (400—500 пс) системой подобного типа.

Еще в 1949 г. Амбарцумян предположил, что О—В звезды созвездия Орион, по всей вероятности, образуют одну гигантскую ассоциацию [4]. Первые же исследования (1949 г.) этой ассоциации Гурздяном [5] показали, что она обладает двумя ядрами — скопление Трапеция и NGC 1981, однако Гурздяном была исследована лишь южная часть ассоциации.

Дальнейшие исследования [2, 3, 6—8] выявили еще два ядра ассоциации Орион. Схематическая карта этой ассоциации с четырьмя подгруппами приведена в работе [9]. На основании богатого материала возрасты отдельных подгрупп (Ia, Ib, Ic и Id), составляющих соответственно 7.3; 5.1; 3.7 и меньше 0.5 миллиона лет, определены Варреном и Хессером [10]. Отсюда следует, что в ассоциации Орион ОВ1 звездообразование происходило не одновременно, т. е. мы имеем дело с молодыми звездами разного возраста. Указанное обстоятельство делает целесообразным исследование непрерывных спектров этих звезд в ультрафиолетовом диапазоне.

*2. Наблюдения и стандартизация.* Наблюдения области  $\iota$  Ориона проведены 21 декабря 1973 г. Были получены два снимка с экспозициями 19.5 и 4 минуты, из которых пригодным для обработки оказался снимок с меньшей экспозицией. На этом кадре для каждой звезды имелось несколько спектров, в результате чего удалось измерить 56 спектров для 22 сравнительно ярких ( $V = 4^m6 + 8^m3$ ) звезд в интервале длин волн  $2150 \div 3700 \text{ \AA}$ . Фотографирование спектров было осуществлено на фотопленке Kodak-103-O-UV. Дисперсия спектрографа составляла  $420 \text{ \AA/мм}$  около  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ . Длины волн в спектре определялись при помощи дисперсионной кривой, построенной по эмиссионным линиям спектра ртутной лампы. Нуль-пункт шкалы длин волн для спектров исследуемых звезд определялся с помощью ряда линий поглощения металлов 2480 Cr III, Fe II, 2542 Si III, 2755 Fe II, 2800 Mg II, 2852 Mg I, 2934 Mg II, а также линий поглощения  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  бальмеровской серии, при этом точность наших определений длин волн в спектрах измеряемых звезд порядка 2—3  $\text{\AA}$ .

Микрофотометрические записи спектров всех звезд, использованные в этой работе, были получены на двухлучевом саморегистрирующем микрофотометре ИФО-451 с увеличением в 50 раз. Переход от почернений к интенсивностям производился с помощью характеристической кривой, построенной для эксперимента Орион-2 с использованием микрофотометра ИФО-451. Процедура построения этой кривой подробно описана в работе [11].

Для стандартизации негативов исследуемых звезд использовано абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре звезды HD 36512 (спектральный класс B0V), полученном на том же кадре, что и изученные звезды.

Список исследованных звезд приведен в табл. 1, где данные о спектральном классе взяты из работы [12], а величины  $E(B-V)$  и исправленные за межзвездное поглощение звездные величины в  $U$ -лучах, за исключением звезды HD 37507, из работ [9, 10]. Для звезды HD 37507 использовались результаты работы [13]. При определении величин  $U_0$  было принято  $A_V = 3.1 E(B-V)$ .

Просмотр списков Варрена и Хессера [9, 10] показал, что из исследуемых звезд 20 являются членами ассоциации Орион OB1, при этом 19 из них входят в состав подгруппы Ic, а звезда HD 37150 — в подгруппу Id. К сожалению, кроме звезды HD 37150, расположенной почти на краю Большой туманности Ориона, спектры остальных звезд подгруппы Id были недоступны измерению из-за влияния фона яркой туманности. Все изученные нами звезды относятся к спектральным типам B1—B9. Что касается двух звезд класса A—HD 37410 (A2 V) и HD 37507 (A4 IV), входящих в табл. 1, то, согласно Варрену и Хессеру [10], они, по всей вероятности, с ассоциацией не связаны. Число измеренных спектров для отдельных звезд указано в пятом столбце табл. 1, но кроме них измерены еще 5 калибровочных спектров для звезды HD 36512.

В наших вычислениях были использованы средние значения монохроматических потоков  $F_\lambda$  стандартной звезды HD 36512, определенные на основании данных внеатмосферных [14—16] и наземных [17—19] наблюдений. При этом относительные средне-квадратические ошибки в диапазоне 2000—3000 Å менее 7%, а в интервале  $\lambda > 3000$  Å — около 4%. Усредненные данные об абсолютном распределении энергии в интервалах длиной 50 Å в диапазоне 2150—3100 Å и в интервалах по 100 Å в 3100—3700 Å для HD 36512 приведены в табл. 2.

Целью наших измерений является изучение распределения энергии в непрерывных спектрах исследуемых звезд в ультрафиолете, нахождение свободных от влияния межзвездного поглощения величин монохроматических потоков в абсолютных единицах, определение эффективных температур изучаемых звезд путем сопоставления полученных результатов с теоретическими моделями и сравнения с данными других авторов.

3. *Распределение энергии в спектре.* Все измерения для удобства абсолютизации нами проводились относительно потока на  $\lambda_0 = 3500$  Å. По найденным из измерений значениям плотности почернения с помощью характеристической кривой были определены разности логарифмов интенсивностей  $\lg F_{\lambda_i} \Delta \lambda_i - \lg F_{3500} \Delta \lambda_{3500}$ , которые для простоты обозначим  $\lg F_{\lambda_i} / F_{3500}$  для исследуемых звезд и  $\lg F_{\lambda_i}^c / F_{3500}^c$  для звезды сравнения. При этом  $\Delta \lambda_i = \Delta l \cdot D_i / B$ , где  $\Delta l$  — ширина измерительной щели микрофотометра в мм,  $D_i$  — дисперсия объективной призмы телескопа на длине волны  $\lambda_i$  в Å/мм, а  $B$  — увеличение микрообъектива микрофо-

тометра (20 раз). После чего были определены соответствующие значения разностей

$$\Delta \lg \frac{F_{\lambda}}{F_{3500}} = \lg \frac{F_{\lambda}}{F_{3500}} - \lg \frac{F_{\lambda}^c}{F_{3500}^c}$$

у исследуемых звезд и звезды сравнения.

Таблица 1

## СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

HD	Спектр. класс	E(B-V)	$U_0$	$n$	$T_{эфф}$ (K)
35640	B9V	0.02	5.86	2	11000°
36151	B4V	0.05	5.76	3	15150
36285	B2.5V	0.04	5.09	2	21900
36430	B2.5V	0.03	5.14	4	20200
36487	B3V <sub>n</sub>	0.04	6.94	4	14500
36541	B8V	0.03	7.00	2	13500
36560	B8V	0.03	7.61	1	12300
36916	B9IV <sub>p</sub>	0.02	5.96	5	13500
37040	B3V	0.07	5.16	1	14300
37055	B4V	0.05	5.39	3	16800
37129	B2.5V	0.08	5.89	3	20600
37150	B3V	0.04	5.34	1	21900
37209	B1V	0.03	4.41	2	28000
37210	B9IV-V <sub>p</sub>	0.05	7.37	1	13500
37303	B2V	0.04	4.69	2	25600
37356	B1.5V	0.20	4.46	4	21900
37410	A <sub>m</sub> (A2V)	0.02	6.94	1	9350
37481	B1V	0.01	4.76	6	25200
37507	A4IV	0.02	4.93	3	8400
37526	B5V	0.03	6.78	2	16800
37700	B5V <sub>n</sub>	0.03	7.24	1	14900
37889	B2.5V	0.08	6.46	3	19800

Для тех звезд, у которых количество спектрограмм больше единицы, проводилось усреднение разностей  $\Delta \lg F_{\lambda}/F_{3500}$ . Истинное распределение энергии в непрерывном спектре исследуемой звезды в относительных единицах определялось из соотношения

$$\lg F_{\lambda}/F_{3500} = \Delta \lg F_{\lambda}/F_{3500} + \lg F_{\lambda}^c/F_{3500}^c + 0.4(R_{\lambda} - R_{3500}) \Delta E(B-V), \quad (1)$$

где  $\Delta \lg F_{\lambda}/F_{3500}$  есть разность логарифмов относительных интенсив-

ностей исследуемой звезды и звезды сравнения, взятые из характеристической кривой, а коэффициенты  $R_\lambda = A_\lambda/E(B-V)$  взяты из работы [20]. Для определения монохроматических потоков каждой измеренной звезды на границе земной атмосферы  $F_\lambda$  в эрг/см<sup>2</sup>·с·А, то есть для абсолютизации  $F_\lambda$  в (1), необходимо знать значение потока на длине волны 3500 А. Вместо  $F_{3500}$  мы использовали исправленные за межзвездное поглощение потоки в полосе U, измеренные при UVB наблюдениях Варрена и Хессера [9].

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ  $F_\lambda$  (эрг/см<sup>2</sup>·с·А) В СПЕКТРЕ  
СТАНДАРТА HD 36512

$\lambda$ (А)	$F_\lambda$	$\lambda$ (А)	$F_\lambda$
2150	13.8 · 10 <sup>-10</sup>	2800	5.6 · 10 <sup>-10</sup>
2200	13.0	2850	5.3
2250	12.0	2900	5.0
2300	10.8	2950	4.6
2350	10.0	3000	4.3
2400	9.2	3050	4.0
2450	8.4	3100	3.7
2500	8.0	3200	3.2
2550	7.4	3300	2.7
2600	7.0	3400	2.3
2650	6.7	3500	2.1
2700	6.4	3600	1.9
2750	6.0	3700	1.8

Окончательные результаты определения монохроматических потоков в абсолютных единицах для исследуемых звезд приведены в табл. 3.

Нужно отметить, что восемь звезд из нашего списка (табл. 1) были спектрофотометрически наблюдаемы Ямаром и др. [21], Макау-Херкотом и др. [22] в диапазоне длин волн 1350—2540 А с помощью телескопа S2/68 и фотометра со средней длиной волны 2740 А, установленных на астрофизическом спутнике TD-1.

На рис. 1—2 приведено сравнение наших результатов определения монохроматических потоков с данными [21, 22] для соответствующих звезд.

Поскольку приведенные в работах [21, 22] величины потоков не исправлены за межзвездное поглощение, то на рис. 1—2 наши результаты также представлены без учета межзвездного поглощения. Как видно из этого сопоставления, они достаточно близки.

Таблица 3

МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ  $F_{\lambda}$  ( $\times 10^{-11}$ ) в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{А}$ 

$\lambda$	HD	35640	36151	36285	36430	36487	36541	36560	36916	37040	37055	37125	37150	37209	37210	37303	37357	37410	37481	37507	37526	37700	37889
2150			4.61	9.68	10.14														16.21				
2200			4.59	10.36	9.77														17.41				
2250			4.15	10.36	10.14							5.82							16.39				
2300			3.99	9.91	9.26							5.55	9.88	28.78					15.50				2.68
2350		2.54	3.91	9.68	8.76					7.01	6.57	5.55	9.44	27.56					15.73				2.50
2400		2.43	3.89	9.91	8.76					2.86	6.73	6.32	5.07	9.44	24.07				14.13				2.40
2450		2.30	3.77	9.91	8.26					2.83	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				13.02				2.33
2500		2.38	3.77	8.63	7.70					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				14.52				2.26
2550		2.22	3.68	8.23	7.01					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				15.92				2.03
2600		2.13	3.57	8.05	6.92					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				14.52				1.87
2650		2.14	3.26	7.18	6.73					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				13.24				1.78
2700		2.10	3.24	6.69	6.17					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.76				1.73
2750		2.05	3.19	6.40	6.17					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.72
2800		2.10	3.10	6.25	6.07					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.59
2850		2.11	2.96	5.97	5.63					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.48
2900		2.08	2.76	5.71	5.38					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.37
2950		2.03	2.64	5.58	5.16					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.37
3000		2.00	2.45	5.31	5.16					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.37
3050		1.94	2.32	5.20	4.95					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.33
3100		1.90	2.22	4.85	4.63					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.33
3200		1.78	2.13	4.33	4.23					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.18
3300		1.71	1.94	3.90	3.76					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				1.07
3400		1.65	1.85	3.51	3.41					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				0.98
3500		1.60	1.76	3.28	3.13					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				0.92
3600		1.65	1.67	3.06	2.88					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				0.86
3700		1.84	1.46	2.76	2.60					2.86	6.64	6.13	5.26	8.03	22.61				12.85				0.80

Кроме этого, необходимо подчеркнуть, что все изученные нами звезды были наблюдаемы на спутнике TD-1 фотометрически Томпсоном и др. [23] на следующих длинах волн: 1565 Å, 2365 Å и 2740 Å. Причем, найденные нами величины потоков  $F_\lambda$  в непрерывном спектре исследуемых звезд в пределах ошибок наших измерений также согласуются с данными Томпсона и др. [23] (на рис. 1—2 приведены эти данные для восьми звезд).

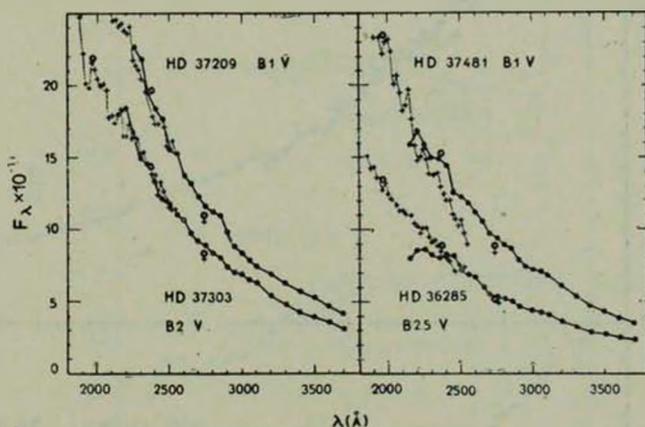


Рис. 1. Абсолютное распределение энергии в единицах  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å}$  в спектрах звезд HD 37209, 37303, 37481 и 36285 по данным Ориона-2 и TD-1. Точками обозначены данные Ориона-2, крестиками — данные TD-1 по [21], кружками — данные TD-1 по [23].

Интересно отметить, что истинное распределение энергии в непрерывном спектре звезд типа В хорошо согласуется с теоретической моделью Ван Киттерса и Мортонса [24], где учтены эффекты блокировки линиями поглощения на непрерывный спектр в ультрафиолетовой области.

Звезды спектрального класса А (HD 37410 и HD 37507) сравнивались с моделью Курача и др. [25], где учтены эффекты блокировки ультрафиолетовыми линиями поглощения.

Для этих двух звезд обнаружена депрессия в распределении энергии непрерывного спектра (рис. 3). У звезды HD 37410 эта депрессия незначительна и находится около  $\lambda = 2800 \text{ Å}$ , а у звезды HD 37507 она существенна и отмечается во всем наблюдаемом диапазоне 2400—3100 Å. Обнаруженная депрессия в непрерывном спектре этих звезд объясняется эффектом блокировки линиями поглощения.

4. Эффективная температура. С целью определения эффективных температур исследуемых звезд результаты наших измерений, т. е. величины

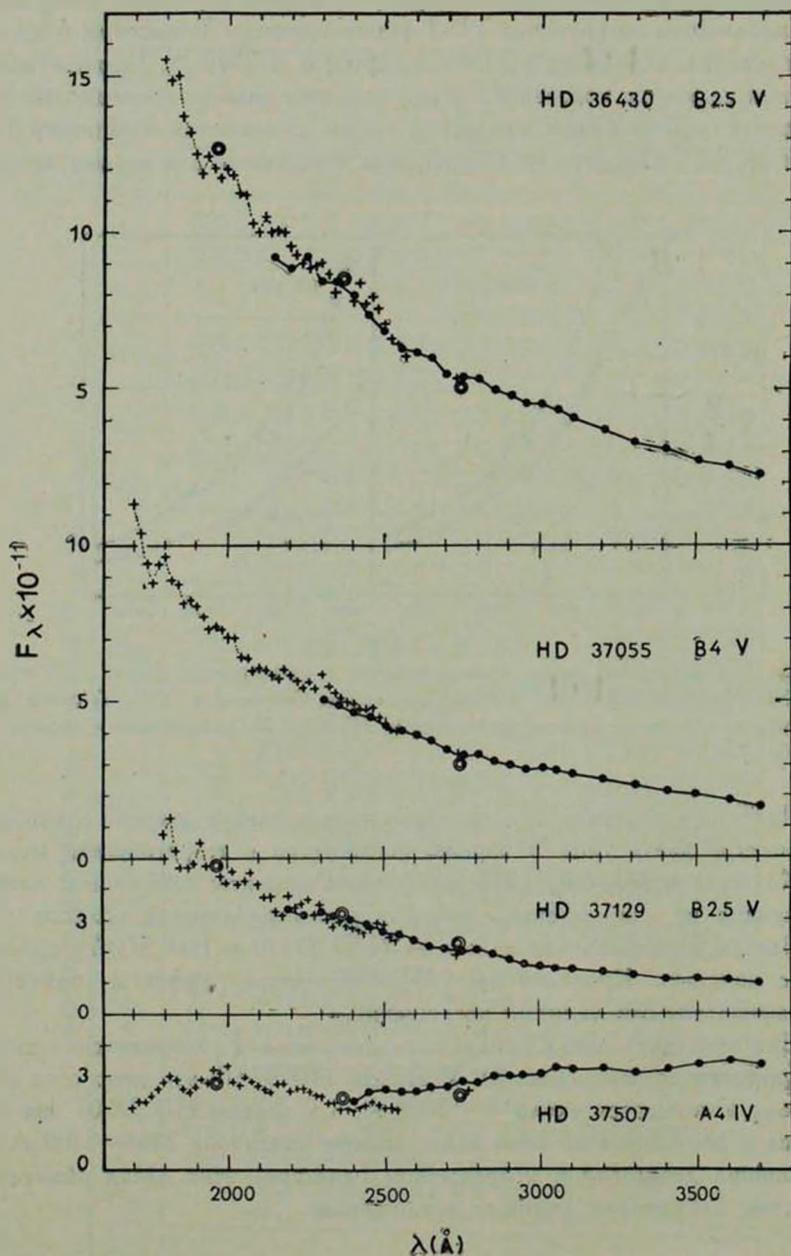


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для HD 36430, 37055, 37129 и 37507. Точками обозначены данные Ориона-2, крестиками — данные TD-1 по [22], кружками — данные TD-1 по [23].

$\Delta m_\lambda = -2.5 \lg F_\lambda / F_{3500}$ , сравнивались с теоретическими моделями [24, 25] при заданной эффективной температуре фотосферного излучения и при  $\lg g = 4.0$ .

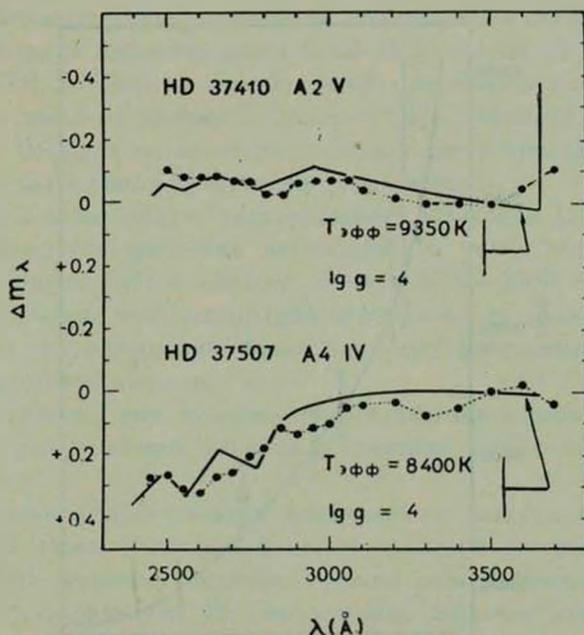


Рис. 3. Распределение энергии в спектрах двух звезд типа А. Сплошная линия — модель Курача и др. [25].

Полученные таким путем значения эффективных температур для каждой звезды приведены в последнем столбце табл. 1.

Поскольку приведенные разными авторами, занимавшимися определениями эффективных температур, шкалы несколько различаются, то мы усреднили все значения эффективных температур для каждого спектрального класса, взятые из работ [26—35].

Зависимость средних значений эффективных температур от спектральных классов в системе МК приведена на рис. 4 (сплошная линия). На этом же рисунке для сопоставления нанесены величины  $T_{\text{эфф}}$  для изученных нами звезд в виде точек. Для нескольких звезд приводятся также величины максимальных отклонений определения  $T_{\text{эфф}}$  в виде вертикальных черточек.

Так как спектральные классы для отдельных звезд по классификации авторов работ [7, 12, 13, 36, 37] несколько отличаются друг от друга, на рис. 4 представлены средние значения спектральных классов на основании данных этих авторов. Как следует из рис. 4, определенные нами зна-

чения эффективных температур при сравнении с моделью Ван Киттерса и Мортон [24], Курача и др. [25], где учтены влияния линий поглощения на непрерывный спектр, в основном хорошо согласуются со средней шкалой.

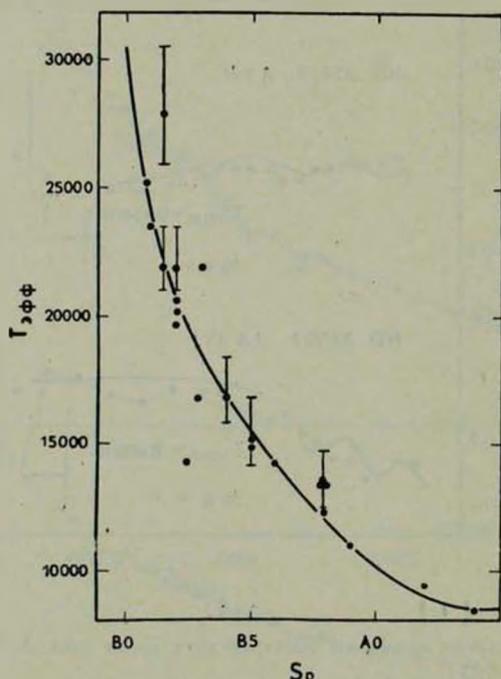


Рис. 4. Зависимость эффективных температур для исследуемых звезд от спектральных классов в системе МК. Сплошная линия — теоретическая зависимость.

Однако значения эффективных температур для некоторых орлиновых В-звезд не соответствуют реальным значениям приведенных для них спектральных классов. Эти звезды оказались более горячими. При этом использованный нами закон межзвездного поглощения по данным [20] не дает отклонения в распределении энергии от нормального для 16 из 22-х звезд, для которых  $E(B-V)$  такой же или больше, чем для остальных шести звезд. Следовательно, отклонения спектральной кривой межзвездного поглощения для указанных шести звезд, находящихся в той же области неба и на том же расстоянии, маловероятны. Поскольку для этих звезд  $E(B-V)$  очень мал ( $\sim 0^m02 + 0^m04$ ), вряд ли можно говорить о наличии у них околозвездных пылевых оболочек, за исключением разве только звезды HD 37356, у которой  $E(B-V)$  равен  $0^m2$ . Температура же звезды HD 37040 оказалась гораздо ниже, вероятно из-за того, что эта звезда двойная и по данным Варрена и Хессера [10] имеет компонент спектрального класса B7 V.

С другой стороны, если отдать предпочтение спектральной классификации Абта, Левато [12] и Бернакка [37], выполненной с более высокой дисперсией, то число таких звезд становится гораздо больше.

Надо отметить также, что при исправлении распределения энергии в спектрах изученных звезд за влияние межзвездного поглощения использовались значения избытков цвета  $E(B-V)$ , взятые из работы Варрена и Хессера [10], которые по величине несколько меньше величин  $E(B-V)$  для этих же звезд по данным Шарплесса [2], Дейчмана и др. [13]. Использование больших по величине избытков цвета привело бы к еще более высоким значениям эффективных температур.

В связи с этим следует указать работу Ивановой [38], где на основании спектрофотометрических наблюдений 16 звезд классов В3—В5 у ассоциации Орион ОВ1 в области спектра 3200—5000 Å показано, что некоторые В-звезды этой ассоциации отличаются от нормальных В-звезд, находящихся вне ассоциации, более высокими цветовыми температурами в ультрафиолетовой области.

К аналогичному выводу привели исследования в работе [39], где были изучены распределения энергии в спектрах 40 В-звезд в ассоциации Орион ОВ1.

На основании исследования непрерывного спектра (3200—5000 Å) десяти О—В звезд, входящих в состав звездной ассоциации Цефей II, Мирзоян [40] отмечает наличие высоких спектрофотометрических температур в ультрафиолете. По его мнению, избыток ультрафиолетового излучения у звезд, входящих в звездные ассоциации, по отношению к излучению нормальных звезд, возможно, является признаком того, что эти звезды находятся в стадии становления.

5. *Выводы.* Результаты измерений коротковолновых спектрограмм для 22 звезд классов В1—А4 в ассоциации Орион ОВ1 приводят к следующим выводам:

1. Эффективные температуры, полученные по распределению энергии в непрерывных спектрах большинства исследованных звезд, в основном соответствуют их спектральным классам.

2. Звезды HD 36285, 36541, 36916, 37150, 37209 и 37210 имеют более высокие по сравнению с их спектральными классами эффективные температуры, определенные по распределению энергии в ультрафиолетовой области спектра (2150—3700 Å).

3. Заниженное значение эффективной температуры у звезды HD 37040, вероятно, связано с влиянием другой составляющей (В7 V) этой двойной звезды.

4. Установлено наличие некоторой депрессии в непрерывном спектре звезды HD 37410 спектрального класса А2 V на  $\lambda = 2800$  Å и очень глу-

бокой депрессии у звезды HD 37507 (A4 IV) в диапазоне 2400—3100 А, которая объясняется эффектом блокировки непрерывного спектра линиями поглощения.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ULTRAVIOLET SPECTROPHOTOMETRY OF STARS IN THE ORION ASSOCIATION

R. CH. HOVHANESSIAN, K. G. GASPARIAN

The results of measurements of 56 short wavelength spectra of 22 stars in the Orion association obtained by means of the space observatory Orion-2 are presented. The absolute energy distribution in their continuum is obtained.

The measured energy distributions in the spectra of B-type stars in the region 2150—3700 А are in good agreement with the theoretical blanketing model developed by Van Citters and Morton [24], and those of two A-type stars with Kurucz et al. blanketing model [25].

It has been found that for several B-type Orion stars there exists some discrepancy between the spectral type and their effective temperature, the last one being higher than for MK spectral types.

The depression in the continuous spectra of A-type stars can be explained by the blanketing effect.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурвадян, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 5, 1976.
2. S. Sharpless, Ap. J., 136, 767, 1962.
3. A. Blaauw, Ann. Rev. Astrophys., 2, 213, 1964.
4. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
5. Г. А. Гурвадян, ДАН Арм. ССР, 10, 9, 1949.
6. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 9, 3, 1951.
7. S. Sharpless, Ap. J., 116, 251, 1952.
8. S. Sharpless, Ap. J., 119, 200, 1954.
9. W. H. Warren, Jr. J. E. Hesser, Ap. J., Suppl. ser., 34, 115, 1977.
10. W. H. Warren, Jr. J. E. Hesser, Ap. J., Suppl. ser., 36, 497, 1978.
11. Дж. Б. Оганесян, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 68, 1976.
12. H. A. Abt, H. Levato, P. A. S. P., 89, 797, 1978.
13. W. A. Deutschman, R. J. Davis, R. E. Schild, Ap. J., Suppl. ser., 30, 97, 1976.
14. A. Boggess, J. Kondo, Ap. J. Lett., 151, L5, 1968.
15. M. Laget, Ap. J., 180, 61, 1973.
16. С. М. Хамфриес, К. Нанди, Е. Контизас, Ap. J., 195, 111, 1975.
17. V. R. Willstrop, Mem. Roy. Astron. Soc., 69, part 3, 85, 1965.

18. P. A. Кол. Звездные атмосферы, под ред. Дж. Гринстейна, ИИЛ, М., 1963, стр. 67.
19. В. А. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Князева, Сводный спектрофотометрический каталог звезд, Наука, Алма-Ата, 1978.
20. K. Nandy, G. I. Thompson, C. Jamar, A. Monfils, R. Wilson, *Astron. Astrophys.*, 44, 195, 1975.
21. C. Jamar, D. Macau-Hercot, A. Monfils, G. I. Thompson, L. Houziaux, R. Wilson, *Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*, Paris, 1976.
22. D. Macau-Hercot, C. Jamar, A. Monfils, G. I. Thompson, L. Houziaux, R. Wilson, *Supplement to the Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*, Paris, 1978.
23. G. I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D. J. Carnochan, R. Wilson, *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*, 1978.
24. G. W. Van Citters, D. C. Morton, *Ap. J.*, 161, 695, 1970.
25. R. L. Kurucz, E. Peytermann, E. H. Avrett, *Blanketed Model Atmospheres for Early Type Stars*, Washington, Smithsonian Institution Press, 1974.
26. Л. Х. Аллер, *Астрофизика*, т. 1, ИИЛ, М., 1955, стр. 260.
27. D. Harris, *Basic Astronom. data*, ed. K. A. Strand, Chicago III. Univ. of Chicago Press, 1973, p. 263.
28. R. H. Brown, J. Davis, L. R. Allen, J. M. Rome, *M. N.*, 137, 393, 1967.
29. S. C. Wolff, L. V. Kuhl, D. Hayes, *Ap. J.*, 152, 871, 1968.
30. D. C. Morton, T. F. Adams, *Ap. J.*, 151, 611, 1968.
31. D. S. Hayes, *IAU Symp. No. 36*, ed. Houziaux, H. E. Butler, Dordrecht — Holland, D. Reidel Publ. Comp., 1970, p. 83.
32. R. H. Brown, J. Davis, R. J. W. Lake, R. J. Thompson, *M. N.*, 167, 475, 1974.
33. A. D. Gode, J. Davis, R. C. Bless, R. H. Brown, *Ap. J.*, 203, 417, 1976.
34. P. J. Flower, *Astron. Astrophys.*, 54, 31, 1977.
35. R. Buser, R. L. Kurucz, *Astron. Astrophys.*, 70, 555, 1978.
36. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, *Publ. U. S. Naval Obs.*, 21, 1, 1968.
37. P. L. Вернасса, *Contr. Asiago Oss.*, No. 202, 1968.
38. Н. А. Иванова, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 16, 53, 1955.
39. R. E. Schild, F. Chaffee, *Ap. J.*, 169, 529, 1971.
40. А. В. Мирзоян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 16, 41, 1955.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.842

## ИЗУЧЕНИЕ ПАШЕНОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ИНФРАКРАСНОГО ТРИПЛЕТА Ca II В СПЕКТРЕ МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ $\beta$ CrV. II. О ВАРИАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ

Н. С. ПОЛОСУХИНА, А. Г. ЩЕРБАКОВ, В. П. МАЛАНУШЕНКО

Поступила 11 ноября 1979

Пересмотрена 24 марта 1980

Ранее [1] авторами исследовалась переменность эквивалентных шириин водородных линий поглощения и линий Ca II в спектре  $\beta$  CrV. Было установлено, что существует прямая корреляция между интенсивностью водородных линий и модулем напряженности эффективного магнитного поля звезды, тогда как линии Ca II меняются в противофазе. В настоящей статье из анализа поведения водородных линий пашеновской и бальмеровской серий и линий инфракрасного триплета Ca II предлагается и обсуждается феноменологическая модель температурных неоднородностей по поверхности  $\beta$  CrV, тесно связанных с конфигурацией магнитного поля.

Основным результатом нашей работы [1] является следующая картина переменности с фазой пашеновских линий водорода и линий триплета Ca II: изменения интенсивностей водородных линий поглощения находятся в прямой зависимости от изменений магнитного поля звезды, причем максимумы кривой изменения  $W_{\lambda}$  линий водорода соответствуют экстремальным значениям напряженности эффективного магнитного поля звезды  $H_e$ , тогда как для линий инфракрасного триплета Ca II зависимость является обратной. Иными словами, линии водорода и кальция меняются в противофазе. На это обстоятельство следует обратить особое внимание. Водородные линии, связанные с высокими потенциалами возбуждения, максимальны в фазах, соответствующих экстремумам магнитного поля, а линии низких потенциалов возбуждения Ca II максимальны в фазе, соответствующей нулевому значению поля (фаза 0.6, см. рис. 1).

Такой характер переменности водородных линий приводит к предположению, что в атмосфере  $\beta$  CrV существуют температурные неоднородности по поверхности звезды. Причем, те области поверхности, которые связаны с магнитными полюсами, должны иметь более высокую температуру, чем невозмущенная атмосфера. Этот вывод подтверждается и фазовыми изменениями параметра  $A$  (рис. 1), характеризующего интенсивность линий Ca II.

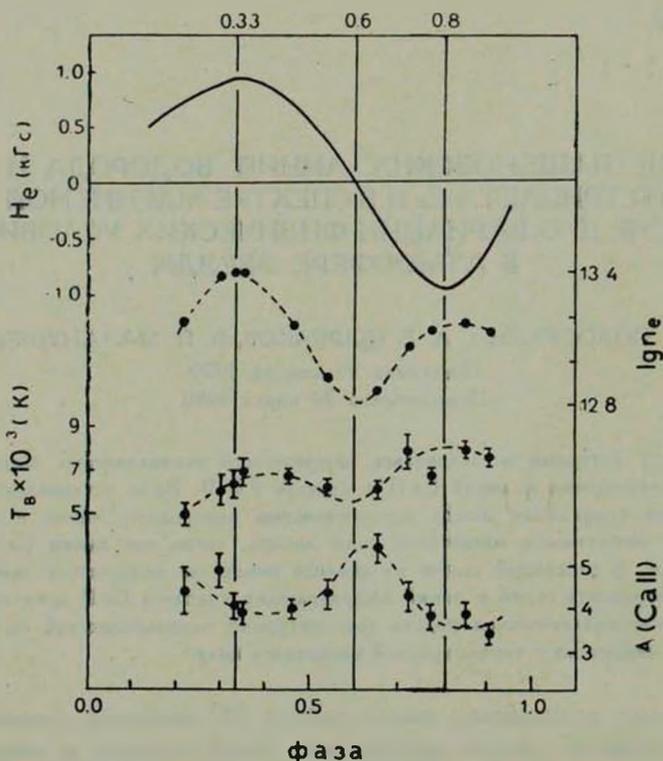


Рис. 1. Сравнение фазовых изменений параметров атмосферы  $\beta$  CrV с изменением напряженности эффективного магнитного поля: электронной концентрации, температуры возбуждения, параметра  $A$ , характеризующего интенсивность линий Ca II.

На рис. 2 показана схематичная модель, поясняющая структуру поверхностных неоднородностей атмосферы  $\beta$  CrV. В фазах, соответствующих нулевой напряженности магнитного поля, «горячие» пятна, связанные с магнитными полюсами, почти не видны и значительно ослаблены из-за потемнения диска к краю (рис. 2а); в результате наблюдается главным образом более холодная, невозмущенная атмосфера звезды, в которой формируются сильные линии Ca II и относительно слабые водородные линии. В фазах, соответствующих наилучшим условиям наблюдаемо-

сти магнитных полюсов (рис. 2б, в), значительную часть поверхности занимают горячие пятна, физические условия в которых благоприятны для формирования сильных водородных линий.

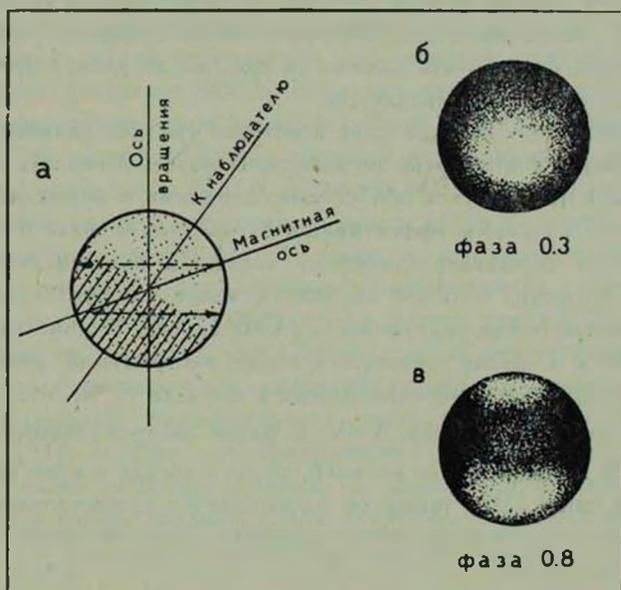


Рис. 2. Модель температурных неоднородностей на поверхности  $\beta$ CrV. Точками обозначена невозмущенная поверхность, светлые участки — горячие пятна.

Остановимся на дополнительных аргументах в пользу полученной модели.

1. На рис. 1 показано изменение с фазой средней электронной концентрации в атмосфере  $\beta$ CrV. Величина  $n_e$  получена нами по линиям пашеновской серии водорода с помощью формулы Инглиса—Теллера. Из рисунка видно, что  $n_e$  больше в области горячих пятен, чем в невозмущенной атмосфере. Причиной этого может быть дополнительная ионизация водорода. Ранее было показано [2], что в этих же областях имеет место усиление линий ионизованных металлов.

2. Фазовые изменения отношения населенностей второго и третьего уровней водородного атома также подтверждают предлагаемую модель. Данные по бальмеровской серии были заимствованы из статей [3, 4]. Данные по пашеновской серии соответствуют нашим наблюдениям. Далее по формуле Больцмана была сделана приближенная оценка температуры возбуждения. Как видно из рис. 1, максимального значения температура возбуждения достигает в фазах, связанных с экстремальными значениями напряженности магнитного поля.

3. Общий наклон кривых  $n_e$  и  $T_{\text{эоб}}$  (рис. 1) таков, что в фазе 0.3 электронная плотность выше, а температура ниже, чем в фазе 0.8. В рамках модели наклонного рогатора это легко объяснить проекцией магнитной оси на луч зрения. В фазе 0.3 (рис. 2) наблюдается только одно северное пятно, тогда как в фазе 0.8 эффективная площадь, занимаемая горячими пятнами, больше, что должно (в среднем по диску) привести к более высокому значению температуры.

Метод Инглиса—Теллера дает некоторое среднее значение электронной концентрации в атмосфере по высоте. В фазе 0.3 горячее пятно (магнитный полюс) наблюдается под углами, близкими к нормали, и  $n_e$  соответствует более глубоким эффективным слоям, чем в фазе 0.8, при которой луч зрения пересекает атмосферу звезды в области горячих пятен (магнитных полюсов) в более высоких и менее плотных слоях.

4. Фотометрическая переменность  $\beta$  CrV такова, что звезда имеет максимальный блеск в фазах, соответствующих экстремумам магнитного поля, полная амплитуда изменений блеска в полосах U, B, V не превышает  $0^m03$  [5]. Показатель цвета  $B-V$  в фазах экстремального магнитного поля на  $0^m02$  меньше, чем в фазе 0.6, то есть звезда в этих фазах оказывается более синей. Это также не противоречит существованию горячих пятен у магнитных полюсов, хотя в данном случае эти пятна проявляются значительно слабее.

Модель горячих пятен является упрощенной схемой температурных неоднородностей. В действительности, по-видимому, имеет место градиент температуры и плотности по поверхности звезды, тесно связанной с конфигурацией магнитного поля. Отсюда следует важный вывод, что этот градиент является следствием нагрева атмосферы звезды за счет диссипации нерадиативной энергии в присутствии магнитного поля.

На возможность нагрева атмосферы звезды за счет диссипации магнитной энергии указано в [6]. Теоретически модель горячих пятен для объяснения фотометрической переменности  $A_p$ -звезд рассчитана в [7]. Впоследствии эта модель была рассмотрена Снежко [8, 9], который показал, что наблюдаемые амплитуды блеска  $A_p$ -звезд могут быть достигнуты при вариациях температуры по поверхности  $T_{\text{эфф}} \leq 1000$  К.

Пока еще трудно указать конкретный механизм нагрева, реализующийся в атмосфере  $\beta$  CrV, для этого необходима постановка специальных наблюдений, но можно охарактеризовать некоторые его особенности. Очевидно, что диссипация нерадиативной энергии происходит наиболее эффективно в верхних слоях атмосферы в условиях низкой плотности. Так, например, в ситуации солнечного типа мы имеем сильную конвекцию, которая порождает множество волн, среди последних наиболее существенны акустические. По мере того, как эти волны распространяются вверх, они превращаются в ударные волны, нагревающие хромосферу и корону.

Поэтому, если фотометрическая переменность  $\beta$ CrV требует вариаций температуры на уровне фотосферы, не превышающей 1000 К, то в случае нерадиативного механизма следует ожидать значительно больших вариаций температуры возбуждения, определяемой по сильным спектральным линиям. Действительно, как видно из кривой для  $T_{\text{возб.}}$  на рис. 1, амплитуда изменений с фазой температуры возбуждения, полученной по водородным линиям, достигает 2000 К. Если принять, что площадь пятна (полученная по фотометрическим данным) составляет 20% от видимого диска звезды [10], то такая амплитуда приведет к вариациям температуры по поверхности звезды более 3000 К. Если это так, то в области горячих пятен наибольший вклад в водородные линии должны давать самые верхние слои атмосферы звезды. Из [1] известно, что переменность пашеновских линий вызвана в первую очередь изменениями их глубины и ширины, а так как оптическая толщина в центре линии P12 оказывается порядка 10, то это означает, что за переменность ответственны в первую очередь наиболее высокие слои атмосферы звезды. Отметим также, что по данным наблюдений бальмеровских линий у двух  $A_p$ -звезд,  $\alpha^2$ CVn и HD 184905 [11], следует, что наибольшую переменность показывают центральные части водородных линий. Следовательно, эти изменения также относятся к самым верхним слоям атмосфер указанных звезд.

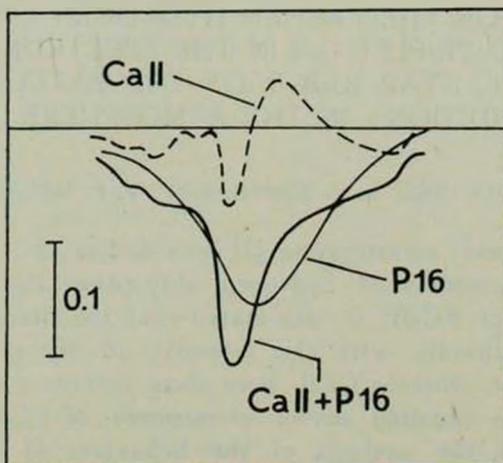


Рис. 3. Вычитание из контура бленды Ca II + P16 водородной линии P16. Пунктиром показан контур линии Ca II  $\lambda$  8498 А. Слева указан масштаб, размер штриха соответствует 0.1 интенсивности континуума.

Нерадиативный нагрев внешних слоев атмосферы звезды может вызвать явления, приводящие к возникновению в спектре эмиссионных особенностей. Такие явления были нами отмечены в спектре  $\beta$ CrV, полученном 30.VII.1977 г. На рис. 4 в [1] показана область спектра звезды с хо-

рошо заметной переменной эмиссией в линии  $O\text{I } \lambda 8446 \text{ \AA}$ , эквивалентная ширина которой достигает 2  $\text{\AA}$ . Линии  $\text{Ca II}$  также, по-видимому, замыты в эту дату эмиссией, как это следует из рис. 3, на котором показан результат вычитания из контура бленды  $\text{Ca II} + \text{P 16}$  контура водородной линии  $\text{P 16}$ . Получившийся контур линии  $\text{Ca II } \lambda 8498 \text{ \AA}$  показан пунктиром.

Наличие в спектре  $\beta \text{CrB}$  эмиссионных деталей является принципиальным вопросом в исследовании не только этой, но и других магнитных звезд. Однако высокая светимость этих звезд затрудняет уверенное выделение эмиссионных деталей в их спектрах [12]. Необходимы новые ряды наблюдений в инфракрасной области, подтверждающие наличие эмиссий как в области  $O\text{I } \lambda 8446 \text{ \AA}$ , так и в линиях водорода и кальция. В целом предложенная модель атмосферы  $\beta \text{CrB}$  удовлетворяет тем вариациям физических условий, которые вытекают из поведения линий водорода и кальция.

Авторы благодарны Р. Е. Гершбергу и В. П. Гринину за обсуждение работы и полезные замечания.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## STUDIES ON THE PASHEN HYDROGEN LINES AND INFRARED TRIPLET $\text{Ca II}$ IN THE SPECTRUM OF THE MAGNETIC STAR $\beta \text{CrB}$ . II. ON THE VARIATIONS IN PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERE OF THIS STAR

N. S. POLOSUCHINA, A. G. SHERBAKOV, V. P. MALANUSHENKO

Previously our investigation [1] was dedicated to the variability of the equivalent widths of hydrogen absorption lines and  $\text{Ca II}$  lines in the spectrum of  $\beta \text{CrB}$ . It was stated that the intensity of hydrogen lines correlates directly with the intensity of the effective magnetic field of the star whereas  $\text{Ca II}$  lines show inverse correlation. In this paper one of the possible model atmosphere of  $\beta \text{CrB}$  has been suggested based on the analysis of the behaviour of Paschen hydrogen lines together with infrared triplet  $\text{Ca II}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Полосухина, А. Г. Щербаков, В. П. Маланушенко, *Астрофизика*, 15, 85, 1979.
2. Н. С. Полосухина, *Изв. Крымской обс.*, 54, 120, 1976.
3. А. С. Галкин, Э. Р. Мустель, *Изв. Крымской обс.*, 24, 78, 1960.
4. Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова, Н. С. Полосухина, *Письма АЖ*, № 3, 138, 1978.
5. Э. С. Бродская, *Астрон. ж.*, 47, 662, 1970.

6. *K. Stepien*, *Ap. J.*, 154, 945, 1968.
7. *J. D. Trasco*, *Ap. J.*, 171, 569, 1972.
8. *Л. И. Снежко*, *Астрон. цирк.*, № 741, 3, 1972.
9. *Л. И. Снежко*, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, 8, 14, 1976.
10. *Н. С. Полосухина*, *Кандидатская диссертация*, Крым, 1975.
11. *Р. Н. Кумайгородская*, *Н. М. Чунакова*, *Магнитные Ар-звезды*, изд. Элм, Баку, 1975, стр.69.
12. *В. С. Осканян*, в сб. «Вспыхивающие звезды», Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1976, стр. 17.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 524.35

## ОБЪЯСНЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ГИПОТЕЗЫ ОБ «АКТИВНЫХ ДОЛГОТАХ» НА ПРИМЕРЕ U Mon

Т. А. ПОЛЯКОВА

Поступила 5 октября 1979

Пересмотрена 17 марта 1980

Качественно обсуждается гипотеза, объясняющая переменность некоторых звезд присутствием на их поверхности антиподальных активных областей. Направление поляризации при этом определяется средним направлением силовых линий магнитного поля над активной областью. Изменения параметров поляризации связываются с вращением такой звезды с периодом, равным удвоенному периоду наблюдаемого раздвоения некоторых спектральных линий.

1. *Введение.* В изменениях параметров поляризации со временем у некоторых физических переменных звезд большой светимости можно отметить следующую характерную особенность: значительное и быстрое изменение позиционного угла плоскости поляризации во время уменьшения степени поляризации. Такое поведение поляризации наблюдается неоднократно и хорошо заметно, если ряды наблюдений достаточно продолжительны и плотны. Подходящие ряды были получены, например, для звезд  $\mu$  Ser, RW Ser, V CVn и U Her, сведения о которых собраны в [1]. Этот ряд звезд, хорошо обеспеченных наблюдениями поляризации, может быть дополнен звездами  $\circ$  Cet [2] (у которой изменения поляризации напоминают изменения у V CVn) и U Mon, которая по разносторонности собранного к настоящему времени наблюдательного материала оказалась в наилучшем положении из всех указанных звезд. Для нее имеется ряд поляриметрических и фотометрических наблюдений Серковского [3], а также продолжительный ряд спектральных наблюдений с высокой дисперсией, полученный Престоном [4]. Поэтому наблюдения U Mon (рис. 1) были выбраны в качестве материала для приложения предлагаемой ниже рабо-

чей гипотезы об активных областях на звезде, с помощью которой здесь будет сделана попытка осмыслить с одной позиции наиболее характерные особенности в изменениях поляризации, блеска и спектра этой звезды.

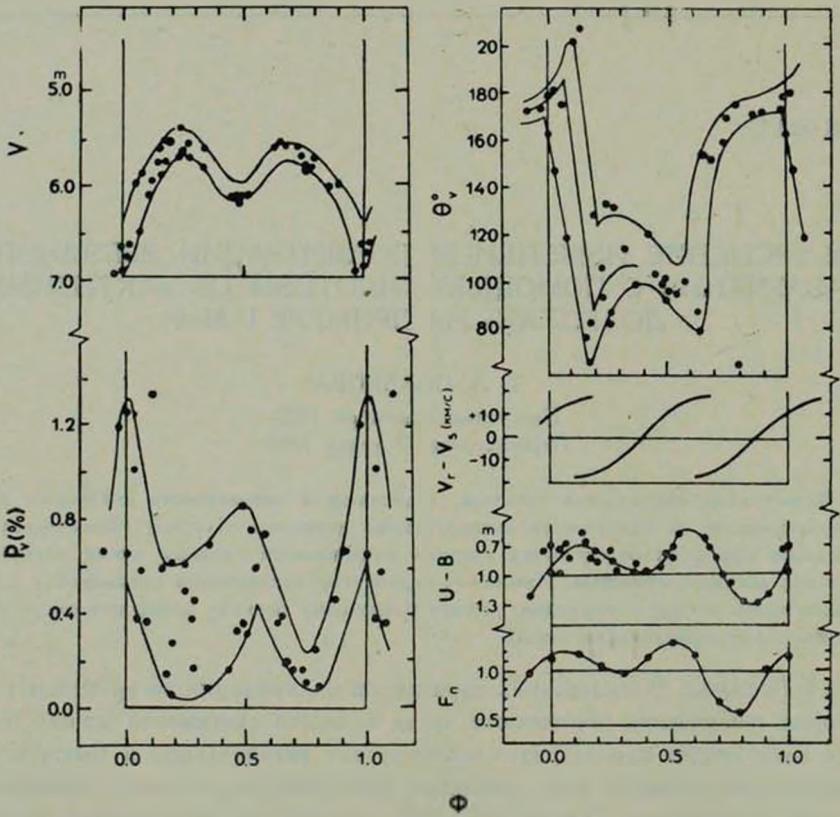


Рис. 1. Изменения блеска, цвета и собственной поляризации U Моп [3]; изменения лучевой скорости по линиям, показывающим раздвоение [4]; изменения поляризованного потока  $F_{\Pi}$  в относительных единицах.

2. О локализации источников поляризованного излучения звезд. Собственная поляризация света звезд чаще всего связывается с рассеянием их излучения в околозвездных газопылевых оболочках. Такое предположение основывается на том наблюдательном факте, что у звезд с собственной поляризацией обнаружены инфракрасные избытки. Для объяснения переменности поляризации при рассеянии в околозвездной оболочке предлагались процессы роста и разрушения пылевых частиц, связанные с температурными изменениями поверхности звезды. Однако более поздние исследования в ИК-диапазоне [5] приводят к заключению, что полное число частиц в околозвездных оболочках мало изменяется со временем, и поэто-

му изменяющуюся собственную поляризацию следует считать обусловленной эффектами рассеяния и поглощения в областях меньших характерных размеров, чем вся оболочка, если только не предполагать, что какие-нибудь причины вроде звездного ветра или магнитного поля могут переориентировать частицы во всей оболочке достаточно быстро (например, в течение нескольких дней).

С другой стороны, Шварцшильдом [6] было сделано предположение о неравномерном освещении оболочки разными участками поверхности сверхгигантской звезды, на которой случайное распределение очень крупных конвективных ячеек могло бы создавать участки разной яркости. Но при таких процессах изменения поляризации вряд ли могут носить регулярный характер.

Шаховской [7] предлагал объяснять происхождение собственной поляризации у гигантов спектральных классов от F до M молекулярным рассеянием излучения фотосферы в протяженных атмосферах этих звезд. При этом необходимо предположить значительную асимметрию в расположении плотных и разреженных участков в атмосферах звезд. Вообще исследователи все чаще приходят к выводу, что источники переменной составляющей поляризации звездного света могут быть локализованы вблизи атмосферы звезды и что эта составляющая скорее всего связана с какого-нибудь рода асимметрией. В этом случае для объяснения повторяемости в изменениях поляризации можно было бы использовать вращение звезд.

Механизм активной деятельности, ограниченной по широте, известен и на Солнце. Выяснено также, что действие этого механизма ограничено и по долготе [8, 9], то есть существуют довольно устойчивые «активные долготы», расположенные антиподально, которые сохраняются на протяжении нескольких циклов активности.

Если на других звездах возможна более сильная активность, чем на Солнце, то можно, вероятно, рассматривать существование там подобного механизма в качестве источника различных изменений в излучении. Предположив, что внутри звезд существует общее магнитное поле, как это предположил для Солнца Пиддингтон [10], можно также думать, что в силу общности законов взаимодействия магнитного поля с плазмой, его активность будет проявляться в ограниченных по широте и долготе областях на звезде.

Уместно вспомнить, что в последнее время для объяснения наблюдений не раз приходилось обращаться к неравномерности распределения или температуры (переменные типа BV Dga [11]), или химического состава ( $A_p$ -звезды [12]) по поверхности звезды. Кроме того, полученные недавно изображения поверхности некоторых переменных сверхгигантов свиде-

тельствуют о существовании крупномасштабных флюктуаций поверхностной яркостной температуры [13].

3. *Применение гипотезы об активных долготах для объяснения изменений в излучении U Mon.* По принятым в настоящее время представлениям U Mon (тип RV Tau) — пульсирующая переменная. Однако некоторые характерные особенности в изменениях спектров таких звезд не нашли еще окончательного объяснения в рамках пульсационной теории. К таким особенностям относятся, во-первых, раздвоение некоторых линий поглощения вблизи максимумов блеска. Во-вторых, в период глубокого минимума наблюдается появление сильных полос TiO, соответствующих спектральному типу M, хотя спектральная классификация по другим линиям дает на этих фазах тип G или K [14]. В-третьих, и это главное, здесь мы сталкиваемся с тем фактом, что между амплитудами изменения лучевых скоростей и амплитудами изменений блеска нет никакой корреляции [15]. Так, например, если два соседних минимума блеска различаются по глубине почти вдвое (как в рассматриваемом здесь случае U Mon), то в это время амплитуды изменений лучевых скоростей одинаковы [4].

В такой ситуации, возможно, будет не безынтересным хотя бы качественно обсудить в общих чертах непulsационную модель для U Mon, если в этой модели можно будет объяснить несколько большую совокупность наблюдательных данных.

1) Для U Mon сделаем следующие предположения: а) на поверхности этой звезды существуют две обширные антиподальные активные области разной площади и б) так как предполагается объяснить фотометрические, спектральные и поляризационные изменения света этой звезды изменением видимости активных областей вследствие вращения звезды, то предположим, что фотометрический период между глубокими минимумами ( $\sim 92$  дня) есть период вращения звезды.

2) Тогда следующее рассмотрение спектральных и фотометрических данных позволяет установить, что а) температура в активных областях меньше, чем на остальной поверхности звезды и б) направление оси вращения близко к картинной плоскости.

Действительно, а) так как спектральный класс U Mon изменяется от F8, Ib в максимуме до K0, Ib в глубоком минимуме, вычислим радиус сверхгигантов спектральных классов F8 и K0, исходя из светимости и показателя цвета, по формуле:

$$\lg R = 0.72(B - V)_0 + 0.2(-M_V) + 0.51, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус звезды в единицах солнечного радиуса;  $M_V = -4.07$  [16], а  $(B - V)_0 = 1.35$  для случая K0 I [17] и  $(B - V)_0 = 0.58$  для F8 I [17].

Тогда с периодом 92 дня найдем, что скорость вращения звезды К<sub>0</sub> должна составлять  $\sim 145$  км/с, то есть на порядок превышает среднюю скорость вращения таких сверхгигантов; а во втором случае  $v_e \approx 40.8$  км/с, что только вдвое больше средней скорости вращения для сверхгигантов класса F.

Кроме того, о том, что области, из-за которых происходит по предлагаемой гипотезе раздвоение спектральных линий, следует считать в среднем холодной остальной поверхности звезды, может свидетельствовать факт, отмеченный Престоном [4]: значительное раздвоение ограничивается линиями с уровней, имеющих потенциалы возбуждения  $0.5 \text{ эВ} < \chi < 1.5 \text{ эВ}$ , в то время как большинство линий с  $1.5 \text{ эВ} < \chi < 2.5 \text{ эВ}$  — одиночные и имеют скорости, попадающие в интервал между величинами, получающимися для компонентов раздвоенных линий. В рамках предлагаемой модели эти наблюдения могут быть интерпретированы в том смысле, что вблизи максимума блеска те спектральные линии, которые сильнее или присутствуют только в излучении активных областей, будут наблюдаться раздвоенными, так как эти области видны на противоположных краях диска. Красный компонент при этом вскоре исчезнет (соответствующая область зайдет за край диска), а голубой будет постепенно смещаться на его место, линии же спектра горячих областей звезды не могут быть раздвоенными.

б) При сильном наклоне оси вращения U Mop к картинной плоскости заходящая активная область могла бы стать невидимой раньше выхода из-за противоположного края звезды другой активной области и линии не раздвоились бы, или (не в столь крайнем случае) компоненты раздвоенных линий изменялись бы по интенсивности противоположным образом каждые полпериода вращения звезды. Но Престон [4] подчеркивает, что в изменениях линий нет систематической разницы между циклами в 46 дней на протяжении всех наблюдавшихся девятнадцати циклов. Этот факт послужил основанием для предположения о том, что наклон оси вращения к лучу зрения не сильно отличается от  $90^\circ$ . Впоследствии, однако, нам встретится момент («забросы»  $\theta$ ), для объяснения которого необходим некоторый небольшой (около  $15^\circ$ ) наклон оси вращения к картинной плоскости. Это требование не будет в противоречии с обстоятельством, отмеченным Престоном, если предположить, что в более открытом наблюдателю полушарии звезды расположена меньшая по площади активная область. Это приведет как раз к выравниванию компонентов спектральных линий при разных по площади активных областях.

Одним из признаков пульсаций считается наличие петли на двухиндексной диаграмме, проходимой представляющей точкой за период изменений блеска. Однако этот фотометрический эффект можно при желании

пытаться объяснить не только в рамках пульсационной теории. В предлагаемой здесь модели для его объяснения было бы, вероятно, достаточно предположить некоторую асимметрию активной биполярной области в смысле распределения или температуры или содержания металлов. Вследствие этого могут появиться достаточные (при наблюдающихся узких петлях [15]) изменения в распределении энергии по спектру из-за различия эффектов бланкетирования [17] при начале и конце минимума блеска.

3) Выясним теперь, можно ли в рамках предложенной гипотезы получить наблюдаемую амплитуду изменений блеска  $U$  Моп. Для этого оценим отношение излучаемых потоков в максимумах и минимумах блеска (максимумы будем считать одинаковой высоты). Для упрощения пренебрежем эффектом потемнения к краю, так как у сверхгиганта класса F потемнение к краю должно стать существенным на таком же (по порядку величины) относительном расстоянии (по отношению к радиусу звезды) от центра диска, как и у Солнца. «Запятненные» области, по аналогии с солнечными, должны бы занимать несколько вытянутые области, но для простоты подберем для них площади ( $\sim 0.4$  и  $\sim 0.2$  от площади диска звезды) как площади дисков с радиусами  $0.65R$  и  $0.45R$ , где  $R$  — радиус звезды. А площади видимых во время максимумов блеска участков активных областей (если пренебречь небольшим наклоном оси вращения к картинной плоскости), из-за перспективного сокращения положим равными примерно  $1/6$  от их площадей (площади сегментов равны  $\sim 0.2R^2$  и  $\sim 0.1R^2$ ) (рис. 2). Тогда светимости  $L_1$  — для глубокого минимума,  $L_2$  — для максимума блеска и  $L_3$  — для вторичного минимума запишутся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \sigma T_1^4 [\pi R^2 - \pi (0.65R)^2] + \sigma T_2^4 \pi (0.65R)^2, \\ L_2 &= \sigma T_1^4 \left[ \pi R^2 - \frac{\pi}{6} (0.65R)^2 - \frac{\pi}{6} (0.45R)^2 \right] + \\ &\quad + \sigma T_2^4 \frac{\pi}{6} [(0.65R)^2 + (0.45R)^2], \\ L_3 &= \sigma T_1^4 [\pi R^2 - \pi (0.45R)^2] + \sigma T_2^4 \pi (0.45R)^2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

или

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \sigma \pi R^2 (0.5775 T_1^4 + 0.4225 T_2^4), \\ L_2 &= \sigma \pi R^2 (0.8958 T_1^4 + 0.1042 T_2^4), \\ L_3 &= \sigma \pi R^2 (0.7975 T_1^4 + 0.2025 T_2^4), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  — эффективные температуры для «незапятненной» области и для активных областей соответственно.

Предположим для «незапятнанной» поверхности звезды немного более ранний спектральный подкласс, чем наблюдается в максимуме блеска, для активных областей несколько более поздний, чем наблюдается в  $\min I$ :

Sp	$T_e$ K	$T_e^4 \cdot 10^{14}$
F6	6500	17.851
K4	4000	2.560

Это вызвано тем, что в предлагаемой модели в максимумах и в минимумах блеска спектры должны быть смешанными, что, вероятно, и вызывает многие особенности и трудности спектральной классификации.

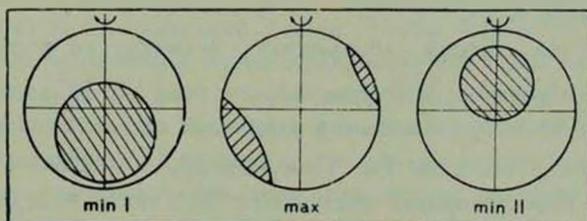


Рис. 2. Схема расположения активных областей при трех фазах изменений блеска.

Наблюдаемые средние звездные величины  $\bar{V}$  (из рис. 1) и болометрические поправки для сверхгиганта следующие [16]:

	$\bar{V}$	Sp	BC
max	5 <sup>m</sup> 6	F8	-0.2
min I	6.8	K0	-1.0
min II	6.1	G4	-0.4

Тогда отношения полных потоков будут:  $F_{\max}/F_{\min I} = 1.44$  и  $F_{\max}/F_{\min II} = 1.09$ , а получающиеся при подстановке численных значений в уравнения (3) отношения светимостей:  $L_2/L_1 = 1.43$  и  $L_2/L_3 = 1.10$ . Таким образом, если  $\sim 0.4$  (в  $\min I$ ) и  $\sim 0.2$  (в  $\min II$ ) площади диска звезды класса F6 будут заняты активной областью с эффективной температурой, пониженной на  $\sim 2500^\circ$ , то можно получить наблюдаемые амплитуды в изменениях блеска.

Активность антиподальных областей может быть различной и изменяться со временем, отчего главный и вторичный минимумы могут временами становиться одинаковыми или поменяться местами, что и наблю-

дается у звезд типа RV Tau. А отмечавшееся иногда прекращение колебаний блеска у этих звезд [15] может быть интерпретировано как окончание очередного цикла активности.

4) Оценим радиус U Моп пользуясь сделанными предположениями. Наблюдаемая при раздвоении спектральных линий скорость достигает 20 км/с [4]. Предположим, что эта скорость осуществляется на широте примерно  $20^\circ \div 30^\circ$ , тогда скорость на экваторе можно считать достигающей  $25 \div 30$  км/с (при сделанной ниже оценке угла наклона оси вращения к лучу зрения  $\sin i$  близок к 1). Такие значения скорости вращения не выходят за пределы  $v_*$  для сверхгигантов класса F [16]. Так как за период вращения мы приняли 92 дня, то для радиуса звезды получим следующие значения:  $R_* \approx 46 \div 56 R_\odot$ . Этот результат не находится в противоречии со значением, полученным в [18] для среднего радиуса звезд типа RV Tau ( $100 R_\odot$ ).

Для контроля оценим абсолютную величину по формуле (1), где  $(B-V)_0$  возьмем равным  $0^m58$  для сверхгиганта F8 [17], так как в максимуме блеска (из-за примешивания излучения от холодных областей) мы наблюдаем спектр F8, а не F6. Получим  $M_V = -3^m6 \div 4^m1$ , что не противоречит классификации светимости Ib, а также находится в согласии со средней  $M_V$  для звезд типа RV Tau ( $-3^m5$ ), полученной в [18] при звездно-динамическом исследовании.

5) Теперь обратимся к изменениям поляризации излучения U Моп. Наблюдения U Моп приводят к следующей картине изменений параметров собственной поляризации (рис. 1): быстрые изменения позиционного угла плоскости поляризации происходят во время подъемов блеска. Это происходит как раз тогда, когда наблюдается раздвоение некоторых спектральных линий. Степень поляризации достигает максимумов при минимумах блеска.

У этой звезды имеется мощная газо-пылевая оболочка, о чем говорит очень большой показатель  $[3.5 \text{ мкм}] - [11 \text{ мкм}] = 4^m2$  [19], и постоянное присутствие в спектре U Моп линий околозвездного происхождения [4]. Если оболочка сколько-нибудь не сферически симметрична, то в ней создается поляризация света. Однако непременная часть поляризации не входит в ту величину, которую Серковский выделил как собственную, так как метод, примененный им для определения межзвездной составляющей по наблюдаемой поляризации света самой звезды [3], отделяет в качестве собственной составляющей только переменную часть поляризации. Так как скорее надо считать, что общее количество пыли в оболочке почти постоянно [5], то переменная поляризация в оболочке могла бы возникнуть только при неравномерном освещении ее звездой, то есть необходимо

предположить какую-нибудь переменную асимметричность звезды. Серковский [3] предлагал объяснять изменения собственной поляризации у U Моп следствием несферических пульсаций звезды, приобретающей форму трехосного эллипсоида, которые должны происходить синхронно с вращением звезды. Такое предположение, как показал Серковский, может объяснить изменения позиционного угла, однако объяснить раздвоение линий в спектре U Моп этот механизм не может, оставляя это другим гипотезам (например, гипотезе об ударных волнах), выдвинутым раньше, когда еще не было возможности учесть поведение поляризации.

В предлагаемой здесь модели обсуждение фотометрических и спектральных данных приводит к выводу, что максимум степени поляризации, наблюдаемый во время минимума блеска, должен происходить, когда активная область проходит через центральный меридиан обращенной к наблюдателю стороны звезды. Однако степень поляризации у переменной звезды зависит и от изменений блеска. Чтобы выяснить, как на протяжении периода изменяется поток поляризованного излучения, умножим среднюю кривую изменения степени поляризации  $p_V$  на нормированную кривую изменения потока излучения в полосе V. Ход изменений поляризованного потока (рис. 1) в принципе не сильно нарушился по сравнению с изменениями степени поляризации. Его можно описать так, как будто во время глубокого минимума блеска появляется поляризованное излучение с позиционным углом  $\theta \approx 170^\circ$ , а во время вторичного минимума поляризованный поток вновь увеличивается, но теперь  $\theta$  принимает значение  $\sim 100^\circ$ . Между этими максимумами поляризации происходит быстрое изменение угла  $\theta$  от одного из указанных значений к другому. Так как разница  $\Delta\theta$  составляет примерно  $70^\circ$ , то поляризованное излучение должно на центральном меридиане иметь направление колебаний электрического вектора, составляющее с экватором угол  $\sim 35^\circ$ . Не будем здесь конкретизировать механизм возникновения поляризованного потока над активными областями, но проследим за возможностями изменений  $\theta$  в условиях предлагаемой модели. Чтобы две антиподальные области давали при прохождении через центральный меридиан поляризованный свет с различными позиционными углами, остается предположить, что направления плоскостей преимущественных колебаний определяются средним направлением магнитного поля над биполярными областями.

Задание направления поляризации с помощью магнитного поля дает возможность объяснить наблюдаемую особенность в изменениях позиционного угла собственной поляризации у этой звезды. Она состоит в том, что при переходе от  $\sim 170^\circ$  к  $\sim 100^\circ$  наблюдаются «забросы» угла сначала в сторону  $\theta > 170^\circ$ , а затем в сторону  $\theta < 100^\circ$  (рис. 1). Такое явление могло бы наблюдаться при некотором наклоне оси вращения к кар-

тинной плоскости из-за кажущегося изменения наклона силовых линий поперечного магнитного поля над биполярной областью при ее смещении от центра видимой стороны звезды к краю. Схема, приведенная на рис. 3, должна пояснить это рассуждение в случае, когда направление преимущественных колебаний электрического вектора (стрелки) параллельно магнитному полю (тройные линии). На левой части рис. 3 представлено схематично ожидаемое при этом поведении позиционного угла, которое весьма похоже на изменения  $\theta$  у  $\text{U Mon}$  (рис. 1).

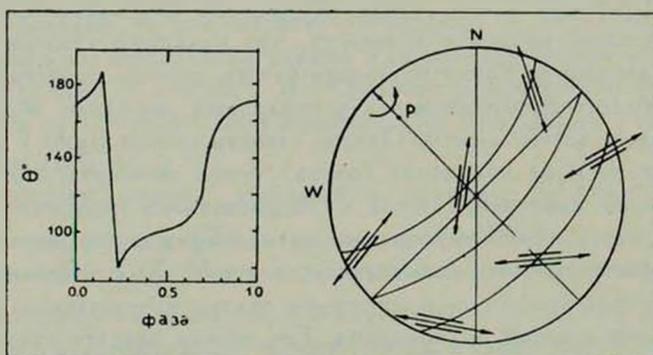


Рис. 3. Схема, поясняющая изменения позиционного угла  $\theta$  при вращении звезды.

При таком объяснении из величины «забросов» угла  $\theta$  можно определить приблизительно наклон оси вращения звезды. Проведя (от руки) среднюю кривую изменений  $\theta$ , получим  $90 - i \approx 15^\circ$ .

4. *Заключительные замечания.* Несмотря на неполное рассмотрение некоторых аспектов, предпринятая попытка, кажется, приводит к непротиворечивому в целом описанию основных изменений параметров излучения  $\text{U Mon}$  на основе гипотезы об активных областях на поверхности звезды. Однако необходимо отметить, что здесь, как и в гипотезе Мензела [20] о перегретых пятнах на звезде, возникает проблема устойчивости этих образований, то есть в данном случае активных долгот, на поверхности звезды. Устойчивость активных долгот должна быть не меньшей, если не большей, чем у Солнца, а даже в случае Солнца это явление еще не нашло вполне достаточного объяснения.

Для разработанных к настоящему времени моделей внутреннего строения звезд это явление, как и причины, вызывающие активность, вообще представляют еще сложную проблему. Но от моделей звезд, о которых говорится в работе Минина [21], то есть звезд со сверхплотными ядрами типа нейтронных звезд, окруженных плазменными оболочками,

такой устойчивости можно было бы ожидать скорее, так как в поведении пульсаров, то есть ядер, оставшихся без плазменной оболочки, наблюдаются устойчивые эффекты, которые можно связать с такой геометрией магнитных полей, в которой естественно обнаруживается активность почти противоположных долгот (например, [22]). Интересно по этому поводу отметить, что в изменениях поляризации в излучении некоторых пульсаров наблюдаются разрывные изменения позиционного угла при уменьшении степени поляризации [23, 24]. А у пульсара в Крабовидной туманности в изменениях поляризации можно заметить черты, которые напоминают изменения  $\theta$  у U Моп особенно если значения  $\theta$ , взятые из работы [22], расположить не переходя значительно во вторую шкалу для  $\theta$  (рис. 4). Здесь во время импульса и интеримпульса степень поляризации уменьшается почти до 0% и в это время  $\theta$  быстро изменяется, демонстрируя уже упоминавшиеся «забросы». Возможно, что геометрическая сторона этого явления в некотором роде подобна и у пульсаров, и у сверхгигантов.

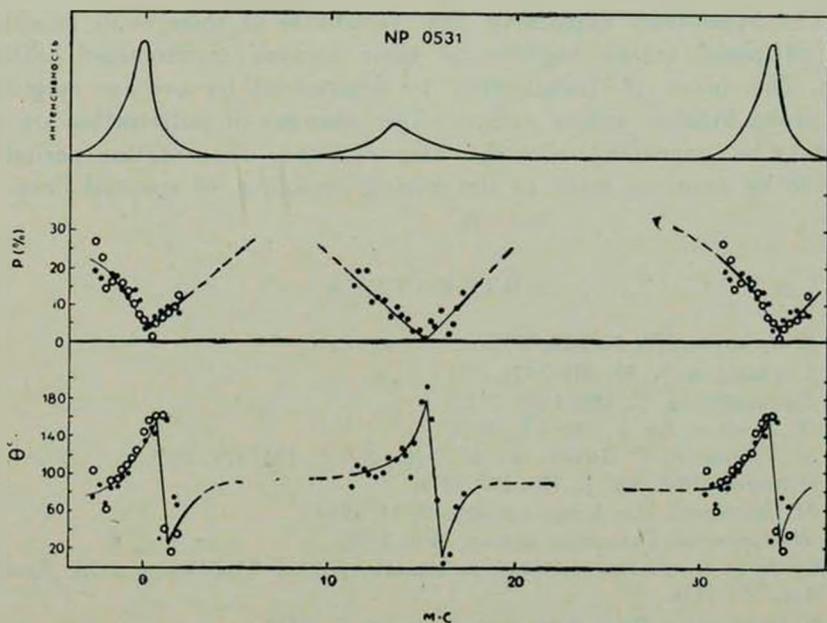


Рис. 4. Изменения поляризации пульсара Р 0531 в оптическом диапазоне [22].

Во введении упоминалось о других звездах, у которых наблюдаются изменения  $\theta$  при уменьшении степени поляризации. Вероятно, в разных случаях фотометрические и спектральные изменения, а также появление

поляризованного потока могут объясняться разными причинами, но при объяснении изменений со временем позиционного угла плоскости поляризации, возможно, часто будет полезно обращаться к магнитным полям звезд, которые могут определять, по крайней мере, геометрическую сторону этого явления. Подобный взгляд на роль магнитных полей в определении направления поляризации излучения некоторых объектов уже высказывался и другими исследователями [25].

Ленинградский государственный  
университет

## AN EXPLANATION OF STAR LIGHT POLARIZATION CHANGES BY AN "ACTIVE LONGITUDE" HYPOTHESIS WITH U MON AS AN EXAMPLE

T. A. POLYAKOVA

The hypothesis explaining the variability of some stars resulting from antipodal active regions on their surface is discussed qualitatively. The plane of polarization is determined by average magnetic field of the bipolar active region. The changes of polarization are assumed to be connected with the star rotation. The rotation period is taken to be twice as much as the period doubling of spectral lines.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Полякова, ПЗ, 20, 523, 1978.
2. S. J. Shawl, A. J., 80, 602, 1975.
3. K. Serkowski, Ap. J., 160, 1107, 1970.
4. G. W. Preston, Ap. J., 140, 17, 1964.
5. W. J. Forrest, F. C. Gillett, W. A. Stein, Ap. J., 195, 423, 1975.
6. M. Schwarzschild, Ap. J., 195, 137, 1975.
7. Н. М. Шаховской, Изв. Крымской обс., 39, 11, 1969.
8. Ю. И. Витинский, Солнечные данные, № 3, 1958.
9. Наблюдения и прогноз солнечной активности, ред. П. Мак-Интош и М. Драйер, Мир, М., 1976.
10. J. H. Piddington, Proc. Astr. Soc. Austr., 2, 7, 1971.
11. П. Ф. Чулайнов, Изв. Крымской обс., 54, 85, 1976.
12. С. Мэгессис, Astron. Astrophys., 39, 263, 1975.
13. C. R. Lynds, S. P. Worden, J. W. Harvey, Ap. J., 207, 174, 1976.
14. G. W. Preston, Ap. J., 136, 866, 1962.
15. В. П. Цесевич, Пульсирующие звезды, ред. Б. В. Кукаркин, гл. 4, М., 1970.
16. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.

17. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, гл. 6, Вильнюс, 1977.
18. Е. Д. Перепелкина, ПЗ, 7, № 71, 1950.
19. P. N. J. Wisse, M. Wisse, *Astron. Astrophys.*, 23, 463, 1973.
20. F. L. Whipple, *Lick Bull.*, No. 16, 1, 442, 1932.
21. И. Н. Минин, *Астрофизика*, 15, 121, 1979.
22. J. Kristian, N. Visvanathan, J. A. Westphal, G. H. Snellen, *Ap. J.*, 162, 475, 1970
23. R. N. Manchester, *Ap. J., Suppl. ser.*, 23, 283, 1971.
24. R. N. Manchester, J. H. Taylor, J. R. Huguenin, *Ap. J.*, 196, 83, 1975.
25. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов, *Изв. Крымской обс.*, 56, 39, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.851

## КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В Т-АССОЦИАЦИЯХ

### I. Ori T1, Ori T2, Ori T3, Ori T4

Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 18 марта 1980

На основе просмотра Паломарских карт приводятся результаты поиска кратных систем типа Трапеции в Т-ассоциациях Ориона. Установлено, что среди кратных звезд в исследуемых Т-ассоциациях большой процент составляют системы звезд типа Трапеции.

В начале 60-х годов в ряде работ исследователей переменных звезд указывалось на важность исследования двойственности звезд в Т-ассоциациях. Тогда же появились первые списки широких пар в разных Т-ассоциациях [1—3].

В работе Закирова [4] приводится список 158 пар и групп, обнаруженных им в четырех Т-ассоциациях: Tau T1, Tau T2, Tau T3, Ori T2. Из 158 групп Закиров выделил 46 систем, назвав их кратными системами звезд типа Трапеции.

Мы поставили себе задачей осуществить поиск кратных систем звезд типа Трапеции во всех Т-ассоциациях из списка Холопова [5], которые находятся на расстоянии до 500 пс. Таких ассоциаций оказалось 27, но из них только в 19 ассоциаций входят звезды, переменность блеска которых установлена.

Как общепринято, мы считали, что к Т-ассоциациям относятся следующие типы неправильных переменных звезд: Ia, In, Ina, Inb, InT, UVn, Ins, UV.

Из каталогов переменных звезд были выписаны все звезды вышеуказанных типов, принадлежащие выбранным Т-ассоциациям. Таким образом, для каждой ассоциации были составлены списки звезд, возможное вхождение которых в кратные системы типа Трапеции мы решили проверить.

В табл. 1 приводятся список выбранных ассоциаций и количество входящих в них переменных.

Таблица 1

№	Ассоциация	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$D$	$r$	$n$
1	T1 Aur	04 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	+31.0°	9°	170	7
2	T1 Cep	21 00	+67.8	0.5	280	3
3	T2 Cep	21 38	+57.0	3	480	2
4	T1 Cha	11 05	-76.4	2	500	16
5	T2 Cha	11 58	-77.1	2	500	4
6	T1 Cra	18 55	-37.2	0.5	115	5
7	T1 Lup	15 48	-37.5	2	150	1
8	T3 Lup	16 00	-39.3	2	150	1
9	T1 Oph	17 05	-27.5	1.5	500	2
10	T2 Per	03 38	+31.8	26	380	1
11	T1 Sco	16 19	-23.2	9	210	16
12	T1 Ori	05 26	+11.5	4	400	39
13	T2 Ori	05 30	-05.5	4	400	648
14	T3 Ori	05 36	-01.8	4	400	57
15	T4 Ori	05 38	+09.1	3	400	19
16	T1 Tau	04 12	+28.0	3	200	16
17	T2 Tau	04 26	+18.0	6	170	9
18	T3 Tau	04 27	+25.0	5	170	57
19	T4 Tau	05 40	+26.3	6	200	3

Для Т-ассоциаций в Орионе на основе существующих карт отождествления все исследуемые звезды были найдены нами на копиях Паломарского атласа.

Для просмотра Паломарских карт был изготовлен специальный микроскоп, снабженный микрометром для измерения расстояний с точностью до 0.005 мм, а также поворотным устройством, позволяющим измерять позиционные углы с точностью до 0.5 градуса. Указанный микроскоп закреплен на специальном столике от стереометрографа и может перемещаться по двум взаимно-перпендикулярным направлениям. Подсветка карты осуществлялась сверху с помощью специальной лампы, входящей в комплект стереометрографа.

После выполнения подготовительных работ на Паломарских картах как в цвете Е, так и В вокруг каждой исследуемой звезды в радиусе одной дуговой минуты для всех звезд были измерены расстояния, позиционные углы и диаметры.

В Т-ассоциациях Ori T1, T3 и T4 все измерения выполнены на обеих картах Паломарского атласа. Что касается Ori T2, то большое количество звезд нельзя отождествить из-за очень яркого фона туманности в центре этой ассоциации, поэтому эта область была сфотографирована на 70-см менисковом телескопе на пластинках IIIaJ. Яркий фон есть и на пластинках. Естественно, пластинки до экспозиции были гиперсенсibilизированы и поэтому предельная звездная величина на этих пластинках составляет 21<sup>m</sup>. Таким образом, звезды Т-ассоциаций Ori T2 были измерены как на Паломарских картах, так и на фотографических пластинках. На пластинках мы смогли измерить 59 звезд.

Расстояния и позиционные углы, а также звездные величины (кроме звезд ассоциации Ori T2, измеренных только на пластинках менискового телескопа) были выведены как среднее значение из двух измерений.

Ошибка одного определения расстояний компонентов до главной звезды равна  $\pm 0.5$ . Ошибка же одного определения позиционного угла для расстояний до 10" была равна  $\pm 2^\circ$ , для больших расстояний —  $\pm 1^\circ$ .

Для вывода звездных величин звезд ассоциаций Ori T1, T3 и T4, измеренных на обеих картах Паломарского атласа, была использована зависимость между диаметрами изображений и звездными величинами, данными в работе Дошнера и др. [6]. Авторы оценивают среднюю ошибку одного определения в  $\pm 0.5$  зв. величины. Мы понимаем, конечно, условность применения зависимости Дошнера к результатам наших измерений.

Для вывода звездных величин звезд Ori T2, измеренных на пластинках менискового телескопа и на картах Паломарского атласа, мы пользовались стандартными звездами из работы [7]. Поэтому звездные величины для звезд Ori T2 определены с точностью  $\pm 0^m2$ .

После измерения относительных положений и определения звездных величин, с целью исключения оптических систем, мы исключили компоненты, для которых расстояние до главной звезды превосходит некоторый предел, определяемый формулой Айткена:

$$\log d = C - 0.2 M.$$

Для определения постоянной  $C$  предельное расстояние до компонентов 15-й звездной величины в системе V Джонсона—Моргана принято равным 60", следовательно для компонентов 20-й звездной величины расстояние будет составлять 6" (рис. 1).

При таком способе исключения оптических систем все же часть их остается среди отобранных трапеций вследствие случайного попадания звезд фона в круги с радиусами, равными предельным расстояниям до главной звезды.

Для определения количества звезд фона вокруг каждой исследуемой звезды на площади 35 кв. мин, подсчитывалось количество звезд до предельной звездной величины Паломарских карт.

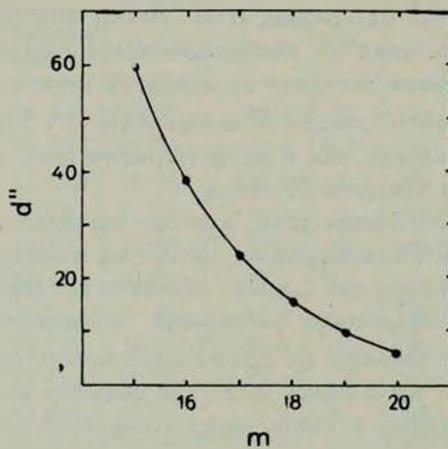


Рис. 1.

Математическое ожидание числа проектирующихся в предельные круги звезд в том случае, когда на указанной площади имеется 150 звезд, не превосходит 0.5.

Следует отметить, что в исследуемых ассоциациях такая большая плотность звезд фона вокруг Трапеций не наблюдается.

Для Ori T1 среднее количество звезд фона равно 75, для Ori T2—22, для Ori T3—54 и для Ori T4—105. При таких количествах звезд фона математические ожидания случайного проектирования в предельные круги составляют: 0.24, 0.07, 0.17 и 0.34.

Исключив оптические системы, мы построили изображения каждой системы на миллиметровке, тем самым определили все возможные расстояния внутри кратной системы. Систему считали типа Трапеции, если отношение наибольшего расстояния к наименьшему было меньше или равно 2.6.

В результате измерений и вычислений для Ori T1, Ori T2, Ori T3, Ori T4 был составлен список кратных систем типа Трапеции, содержащий 92 системы.

Результаты подсчетов, произведенных на основе вышеназванного списка кратных систем типа Трапеции, приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, кратные системы типа Трапеции в Т-ассоциациях Ori T1, Ori T2, Ori T3 и Ori T4 составляет соответственно: 75, 90, 100 и 93% от общего числа кратных систем, если не исключать оптические системы.

Таблица 2

Ассоциация	Общее число переменных	Количество звезд				Оптические Трапеции	Число звезд, входящих в Трапеции
		просомтрениных	двойных	кратных	Трапеции		
Ori T1	59	38	11	12	9	3	11
Ori T2	648	444	116	60	54	4	67
Ori T3	57	47	5	15	15	3	16
Ori T4	19	18	3	15	14	5	14

Из табл. 2 видно, что из общего количества 92 Трапеций не более чем 15 могут быть оптическими. При этом необходимо иметь в виду, что указанное число возможных оптических Трапеций действительно является только верхней границей математического ожидания числа оптических Трапеций, поскольку проектирующаяся звезда фона может так расположиться, что не составит конфигурацию типа Трапеции. Учитывая сказанное, можно заключить, что около 80% Трапеций табл. 2 являются физическими системами.

В табл. 3 перечислены Трапеции, у которых не только главный, но, по меньшей мере, еще один компонент являются переменными звездами.

Таблица 3

№	Ассоциация	Звезда	Кратность	Компонент	Звезда
1	Ori T1	GX	трехкратная	B C	V370 V443
2	Ori T2	АН	"	B	V419
3		BF	"	B	V865
4		IP	"	B	IQ
5		KV	шестикратная	B	V780
6		MO	пятикратная	B C	LX LY
7	Ori T3	MX	трехкратная	B	V357
8		V363	"	B	V569
9		V569	"	B C	V363 V388
10		V724	"	B	V544
11	Ori T4	V753	четырекратная	B	V761
12		V776	трехкратная	B C	V373 KK
13		TX	"	B	TU

Как видно из табл. 3, все компоненты у 3-х Трапеций (№ 1, 9 и 12) являются переменными звездами, а в одном случае — в пятикратной си-

стеме — опять-таки три компонента являются переменными. В основном переменными являются компоненты Трапеций, расположенных в ассоциации Ori T2. По-видимому, это можно объяснить более детальным исследованием ассоциации Ori T2.

Вышеприведенные результаты рассмотрения табл. 2 и 3 приводят к следующим заключениям:

1. Установлено, что среди кратных звезд в исследуемых Т-ассоциациях весьма большой процент составляют системы звезд типа Трапеций.

2. Выявление Трапеций, у которых более чем один компонент является переменным, указывает на необходимость исследования компонентов всех Трапеций на переменность.

Примечательно также, что в 12-и двойных системах оба компонента являются переменными.

Наряду с этим, из 10-и кратных групп, которые не были внесены в список Трапеций (табл. 2) из-за невыполнения чисто геометрического критерия, только в одной группе два компонента (включая главную звезду) зарегистрированы как переменные. Этот факт свидетельствует в пользу того, что между характером конфигураций (принадлежность к классу Трапеций) и переменностью более чем одного компонента существует реальная корреляция. Это, в свою очередь, является указанием на общую причину, обуславливающую эти две характеристики кратных систем. Если приведенный факт не является следствием недостаточности количества наблюдения, то очевидно, что такой общей причиной должна быть молодость систем типа Трапеции.

Более подробно результаты поиска кратных звездных систем типа Трапеции, а также кратных и двойных звезд в Т-ассоциациях табл. 1 будут опубликованы в ближайшем номере Бюллетеня Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузинской ССР.

В заключение приношу глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к данной работе и ценные советы.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

## TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS IN T ASSOCIATIONS. I. Ori T1, Ori T2, Ori T3, Ori T4

G. N. SALUKVADZE

On the basis of the Palomar Charts survey the results of searching Trapezium type multiple stars in Orion T associations are given. It has been established that among the multiple stars in the T asso-

ciations under investigation the systems of Trapezium type stars make a high percentage.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Adv. Astron. Astrophys.*, 1, 1962.
2. M. P. Belze, *Ю.* 45, 117, 1962.
3. Н. Б. Перова, *ПЗ*, 14, 357, 1963.
4. М. М. Закиров, в сб. «Исследования экстремально молодых звездных комплексов», Изд. Фан, Ташкент, 1975, стр. 95.
5. П. Н. Холопов, *Эруптивные звезды*, Наука, М., 1970, стр. 241.
6. I. Dorschner, I. Gürtler, R. Schiellicke, K. H. Schmidt, *Astron. Nachr.*, 289, 51, 1966.
7. A. D. Andrews, *ТТВ*, 34, 5, 1970.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.035

## АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ ЗАДАЧИ О МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ РАССЕЙНИИ СВЕТА В ПЛОСКОМ СЛОЕ

М. А. МНАЦАКАНЯН

Поступила 14 марта 1979

Найдены приближенные аналитические решения задачи о переносе монохроматического излучения в трехмерном плоском слое конечной оптической толщины при сферической индикатрисе рассеяния, справедливые для произвольного значения углового аргумента  $\eta$  на всей комплексной плоскости. Эти решения носят асимптотический по толщине слоя характер и обладают чрезвычайно высокой степенью точности. В худшем случае — малых толщин и консервативного рассеяния, погрешность не превышает нескольких десятых долей процента. С увеличением толщины слоя и уменьшением значения  $\lambda$ -альбеда однократного рассеяния точность решений возрастает. При  $\eta \rightarrow \infty$  из них следуют высокоточные решения задачи о среднем числе рассеяний кванта в слое. При больших толщинах слоя, в соответствующем приближении, найденные решения переходят в известные асимптотические решения как для значений  $\eta < 1$ , так и  $\eta > 1$ , а также для задачи о среднем числе рассеяний кванта.

1. *Введение.* Явное решение задачи о монохроматическом рассеянии света в плоско-параллельном слое известно только для случаев однородных бесконечной и полубесконечной сред [1—4]. Нахождение точных решений более общей задачи — для слоя конечной оптической толщины, разумеется, явилось бы важным шагом в аналитической теории переноса излучения. Тем не менее, такие решения в замкнутом виде до сих пор не найдены.

Однако, даже при наличии точных аналитических решений задачи о слое конечной толщины, для практических целей потребовались бы различные их аппроксимации сравнительно простыми выражениями. Судя по известным точным решениям для случая полубесконечного слоя, такая задача была бы далеко не из легких.

С этой точки зрения, несомненно, заслуживает внимания непосредственное получение приближенных, но достаточно точных аналитических решений задачи о монохроматическом рассеянии света в слое конечной толщины. Условие аналитичности, то есть, справедливости решений на всей комплексной плоскости значений углового аргумента  $\eta$ , представляется ценным в вопросах их анализа. К тому же, непосредственным физическим смыслом обладают значения  $\eta$  не только из интервала  $(-1, 1)$ . Таковыми являются также случай  $\eta = 1/k$  — корня характеристического уравнения [1]:

$$\Lambda(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta}, \quad \Lambda\left(\frac{1}{k}\right) = 0, \quad (1)$$

и предельный случай  $\eta \rightarrow \infty$ . Последний соответствует задаче о среднем числе рассеяний кванта в слое и представляет самостоятельный интерес.

Кроме того, подобные решения — для произвольного значения  $\eta$ , задачи о монохроматическом рассеянии окажутся полезными для вывода и понимания более общих решений, например, задачи о некогерентном рассеянии, где значения соответствующего аргумента  $z = \alpha(x)/\eta$  являются физическими на всей бесконечной оси  $(-\infty < z < \infty)$ .

Настоящая статья посвящена выводу и обсуждению приближенных аналитических решений задачи о монохроматическом рассеянии света в однородном слое конечной оптической толщины. Эти решения обладают чрезвычайно высокой точностью при всех толщинах слоя и на всей комплексной плоскости ( $\eta$ ). В частности, при  $\eta \rightarrow \infty$  они определяют высокоточные решения задачи о среднем числе рассеяний кванта в слое конечной толщины.

Основной результат работы заключается в том, что решение произвольной задачи для слоя конечной толщины посредством элементарных выражений явным образом (но приближенно) сводится к известным точным решениям соответствующей задачи для полубесконечного слоя.

В этом плане схожими представляются известные асимптотические решения [3—5] задачи о рассеянии света в слое большой оптической толщины. Последние, однако, обладают должной точностью, лишь начиная с определенной толщины слоя, причем эта толщина быстро растет с уменьшением альбедо однократного рассеяния  $\lambda$  и с ростом вытянутости индикатрисы рассеяния. Решения же, получаемые ниже и являющиеся по своему характеру также асимптотическими по толщине слоя, обладают существенно большей степенью точности при любой толщине слоя. При больших толщинах, в соответствующем приближении из них в частных случаях следуют асимптотические решения задачи о выходящем излучении [3—5] и о среднем числе рассеяний кванта. Отличительной особенностью наших решений является возрастание точности с уменьшением значения  $\lambda$ .

Рассматриваемые ниже решения фактически представляют собой аналитическое продолжение найденных ранее автором решений [6], действительных при  $\eta \leq 1$ , на всю комплексную плоскость ( $\eta$ ). Напомним, что последние в качестве частного результата содержат в себе также «интуитивное» решение Ямамота, вызвавшее в литературе большой интерес своей высокой точностью и долгое время подозреваемое в качестве точного [6].

Ниже мы ограничимся рассмотрением только случая изотропного рассеяния; анизотропному рассеянию будет посвящена отдельная работа автора.

**2. Постановка задачи и исходные уравнения.** Пусть в слое конечной толщины  $\tau_0$  имеется квант, летящий на глубине  $\tau$  в направлении  $\zeta$ . Угловой аргумент  $\zeta$  обозначает косинус угла между направлением полета кванта и нормалью к одной из границ слоя, так что значение  $\zeta = 0$  соответствует поглощенному на данной глубине кванту. Мы рассмотрим более общий случай — произвольной функции распределения  $g(\tau, \zeta)$  «первичного» кванта по глубине  $\tau$  и направлению полета  $\zeta$ , заменяющей обычную функцию распределения «первичных источников»  $g(\tau)$ .

Обозначим через  $j(\tau, \eta) \equiv j(\tau, \tau_0, \eta; g)$  поле излучения в среде — плотность вероятности того, что квант когда-нибудь пролетит на глубине  $\tau$  в направлении  $\eta$ . Через  $j(\tau) \equiv j(0, \eta)$  обозначим угловое распределение выходящего через границу слоя излучения. Ниже мы придерживаемся вероятностной трактовки процессов рассеяния кванта в среде.

Добавим к рассматриваемому слою толщины  $\tau_0$  полубесконечную среду (без источников) и рассмотрим суммарную полубесконечную среду с заданным распределением  $g(\tau, \zeta)$  первичных квантов в пограничном слое толщиной  $\tau_0$ . Обозначим при этом через  $J(\tau, \eta)$  поле излучения в суммарной полубесконечной среде. Введем также функцию Грина  $\Gamma(\tau', \tau, \eta, \zeta)$  для полубесконечного слоя — вероятность кванту, летящему на глубине  $\tau$  в направлении  $\zeta$ , когда-нибудь пролететь на глубине  $\tau'$  в направлении  $\eta$ .

Тогда из простых физических соображений следует [6]:

$$J(\tau, \eta) = j(\tau, \eta) + \int_0^1 \Gamma(\tau, \tau_0, \eta, -\mu) j(\mu) d\mu. \quad (2)$$

Это соотношение позволяет явным образом свести решение задачи о внутреннем световом поле  $J(\tau, \eta)$  в слое конечной толщины  $\tau_0$  к решению двух частных задач: о распределении излучения, выходящего через границу этого слоя и функцию Грина полубесконечной среды.

Обратимся теперь к вопросу определения углового распределения излучений, выходящих через границы рассматриваемого слоя толщины  $\tau_0$ .

$$j^+(\eta) \equiv j(0, \eta), \quad j^-(\eta) \equiv j(\tau_0, -\eta)$$

при заданной функции распределения  $g(\tau, \zeta)$ .

Добавляя к одной или другой границе слоя полубесконечную среду и обозначая через  $j^+(\eta)$  или  $j^-(\eta)$  распределение излучения, выходящего через границу соответствующей суммарной полубесконечной среды, имеем [6]:

$$\begin{aligned} j^+(\eta) &= j^+(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) j^-(\mu) d\mu, \\ j^-(\eta) &= j^-(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) j^+(\mu) d\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $Z(\tau, \eta, \mu) = \Gamma(0, \tau, \eta, -\mu)$  есть вероятность выхода из полубесконечной среды кванта, летящего на глубине  $\tau$  в направлении  $\mu$  вглубь среды.

Соотношения (3) устанавливают связь между решением задачи об излучении, выходящем из слоя конечной толщины, и решением такой же задачи для полубесконечного слоя. Мы будем считать характеристики полубесконечной среды  $J^\pm$  и  $Z$  известными и рассматривать соотношения (3) в качестве уравнений для определения характеристик  $j^\pm(\eta)$  слоя толщины  $\tau_0$ .

Из (3) следуют отдельные уравнения

$$S(\eta) = s(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) s(\mu) d\mu, \quad (4)$$

$$H(\eta) = h(\eta) - \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) h(\mu) d\mu, \quad (5)$$

для суммы и разности искомых величин

$$s(\eta) \equiv j^+(\eta) + j^-(\eta), \quad h(\eta) \equiv j^+(\eta) - j^-(\eta), \quad (6)$$

где

$$S(\eta) \equiv J^+(\eta) + J^-(\eta), \quad H(\eta) \equiv J^+(\eta) - J^-(\eta). \quad (7)$$

Здесь и ниже заглавные буквы обозначают величины, относящиеся к полубесконечной среде, а соответствующие прописные — к слою толщины  $\tau_0$ .

Уравнения (4), (5) представляют собой линейные интегральные уравнения Фредгольма второго рода. Примечательно, что в них величины  $\tau$ ,  $\tau_0$  и  $\zeta$ , равно как и распределение  $g(\tau, \zeta)$ , служат параметрами. Это обстоятельство делает особенно эффективным непосредственное численное решение уравнений (4), (5) методом дискретизации по направлениям. При этом, независимо от конкретной постановки задачи, при данной толщине слоя обращению подлежат всегда одни и те же две матрицы  $(I + Z(\tau_0))_{ij}$  и  $(I - Z(\tau_0))_{ij}$ .

Очевидно, что соотношения, аналогичные (2)—(7), могут быть написаны и в более общих случаях — анизотропном рассеянии, произвольном законе перераспределения по частотам, с учетом поляризации и т. д.

3. *Приближенные аналитические решения.* Приведем окончательные выражения для приближенных аналитических решений уравнений (4), (5), записываемые посредством характеристик полубесконечного слоя. Вывод этих выражений дается в Приложении II.

Пусть  $P(\tau, \eta)$  есть вероятность выхода в направлении  $\eta$  кванта, поглощенного на глубине  $\tau$  полубесконечной среды, и  $P(0, \eta) = (i/2)\varphi(\eta)$  — функция Амбарцумяна. С их помощью построим следующие „поправочные“ функции:

$$a(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} C(\tau) \frac{\eta\varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \quad \beta(\tau, \eta) = P(\tau, \eta) - a(\tau, \eta), \quad (8)$$

где  $k$  — корень характеристического уравнения (1), а  $C(\tau)$  — некая характеристика полубесконечного слоя, определение которой дано ниже (п. 5).

Введем следующие обозначения для интегральных операторов:

$$f_{\pm\eta} \equiv \int_0^1 \frac{f(\mu) d\mu}{\eta \pm \mu}, \quad f_{\pm k} \equiv \int_0^1 \frac{f(\mu) d\mu}{1 \pm k\mu}. \quad (9)$$

Заметим, что

$$f_{\pm k} = \lim_{\eta \rightarrow 1/k} (\eta f_{\pm\eta}). \quad (10)$$

Приближенные решения задачи об излучении, выходящем через границу слоя толщины  $\tau_0$ , записываются при помощи поправок  $a$  и  $\beta$  в виде

$$\begin{aligned} s(\eta) &= S(\eta) - a(\tau_0, \eta) s_k - \eta_0^2(\tau_0, \eta) s_\eta, \\ h(\eta) &= H(\eta) + a(\tau_0, \eta) h_k + \eta_0^2(\tau_0, \eta) h_\eta, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$s_{\eta} = \left\{ (S_{\tau} - a_{\eta}(\tau_0) s_k) - \eta \beta_{\eta}(\tau_0) \left[ S_{-\tau} + \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} a(\tau_0, \eta) s_k \right] \right\} / D(\tau_0, \eta), \quad (12)$$

$$h_{\eta} = \left\{ (H_{\tau} + a_{\eta}(\tau_0) h_k) + \eta \beta_{\eta}(\tau_0) \left[ H_{-\tau} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} a(\tau_0, \eta) h_k \right] \right\} / D(\tau_0, \eta),$$

$$D(\tau, \eta) = 1 - \eta \beta_{\eta}(\tau) \left[ e^{-\tau/\eta} - \frac{2}{\lambda} \Lambda(\eta) \beta(\tau, \eta) \right], \quad (13)$$

а  $s_k$  и  $h_k$  определяются из (12) предельным переходом (10)  $\eta \rightarrow 1/k$ :

$$s_k = (S_k - \beta_k(\tau_0) S_{-k}) / d^+(\tau_0), \quad h_k = (H_k + \beta_k(\tau_0) H_{-k}) / d^-(\tau_0), \quad (14)$$

где

$$d^{\pm}(\tau) = (1 - \beta_k(\tau) e^{-\tau}) \pm a_k(\tau). \quad (15)$$

Решения для случая консервативного рассеяния,  $\lambda = 1$ , следуют отсюда предельным переходом  $k \rightarrow 0$  (см. Приложение II). Они имеют тот же вид (11—15), с той разницей, что вместо  $f_{\pm k}$  нужно подставить

$$f_{\pm k} \rightarrow f_0 \equiv \int_0^1 f(\mu) d\mu,$$

причем,

$$s_0 = 1, \quad h_0 = \frac{G}{a\tau_0 + 2q(\tau_0)}. \quad (16)$$

где  $G = (\tau_0 - 2\tau) \alpha + 2[q(\tau_0 - \tau) - q(\tau)] + \frac{2}{\sqrt{3}} [F(\tau, \zeta) + \tilde{F}(\tau_0 - \tau, \zeta) - \zeta C(\tau_0)]$ . Здесь  $\alpha = 2 - C(\tau_0)/\sqrt{3}$ ,  $q(\tau)$  — функция Хопфа, а  $F(\tau, \eta)$  и  $\tilde{F}(\tau, \zeta)$  — функции, также являющиеся характеристиками полубесконечной среды (см. п. 5).

Итак, искомые решения для слоя конечной толщины элементарным образом (алгебраически) выражаются посредством величин  $S$ ,  $H$ ,  $a$ ,  $\beta$ ,  $C(\tau_0)$ , характеризующих полубесконечную среду, и их определенные интегралы типа (9). Последние же, в конечном счете, весьма просто выражаются через две функции  $F(\tau, \eta)$  и  $\tilde{F}(\tau, \zeta)$ , играющие фундаментальную роль в нашем подходе к решению задач о переносе излучения в плоском слое [7]. Эти выражения приводятся в Приложении I.

4. Частные задачи и численные результаты. Рассматриваемая нами задача при  $g(\tau', \zeta') = \delta(\tau' - \tau) \delta(\zeta' - \zeta)$  переходит в задачу определения

функции Грина слоя конечной толщины и, в частности, поверхностной функции Грина

$$r(0, \tau, \tau_0, \eta, \zeta) = \begin{cases} y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta), & \zeta \geq 0, \\ z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta), & \zeta \leq 0. \end{cases}$$

При  $\tau=0$  и  $\tau=\tau_0$  мы имеем отсюда задачу об отражении  $y(\tau_0, \tau_0, \eta, \zeta) = q(\tau_0, \eta, \zeta)$  и пропускании  $z(0, \tau_0, \eta, \zeta) = r(\tau_0, \eta, \zeta)$ , а при  $\zeta=0$  — об определении вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине  $\tau$  слоя толщины  $\tau_0$ . Решение последней задачи следует из (11)—(16) подстановкой  $\zeta=0$ :

$$p(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) - a(\tau_0, \eta) M(\tau, \tau_0) - \eta\beta(\tau_0, \eta) [P_\tau(\tau_0 - \tau) - a_\tau(\tau_0) M(\tau_0 - \tau, \tau_0)],$$

где

$$M(\tau, \tau_0) = \frac{(1 - \beta_k(\tau_0) e^{-k\tau_0}) m(\tau, \tau_0) - a_k(\tau_0) m(\tau_0 - \tau, \tau_0)}{(1 - \beta_k(\tau_0) e^{-k\tau_0})^2 - a_k^2(\tau_0)},$$

$$m(\tau, \tau_0) = P_\kappa(\tau_0 - \tau) - \beta_k(\tau_0) e^{-k\tau}. \quad (17)$$

Полагая в этих решениях  $\tau=0$  и  $\tau=\tau_0$ , получаем следующие приближенные выражения для  $\varphi$ - и  $\psi$ -функций Амбарцумяна:

$$\frac{i}{2} \varphi(\tau_0, \eta) =$$

$$= \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) - \frac{s_k - h_k}{2} a(\tau_0, \eta) - \eta\beta(\tau_0, \eta) \left[ P_\tau(\tau_0) - \frac{s_k + h_k}{2} a_\tau(\tau_0) \right],$$

$$\frac{i}{2} \psi(\tau_0, \eta) =$$

$$= P(\tau_0, \eta) - \frac{s_k + h_k}{2} a(\tau_0, \eta) - \eta\beta(\tau_0, \eta) \left[ \frac{\lambda}{2} \varphi_\tau - \frac{s_k - h_k}{2} a_\tau(\tau_0) \right], \quad (18)$$

где

$$s_k = 1 - \frac{1}{d^+(\tau_0) \varphi(1/k)}, \quad h_k = 1 - \frac{1}{d^-(\tau_0) \varphi(1/k)}.$$

В случае консервативного рассеяния в (18) полагаем  $k=0$ ,

$$s_0 = 1, \quad h_0 = \pm \left( \frac{2\sqrt{3}}{a\tau_0 + 2q(\tau_0)} \right), \quad (19)$$

причем знак „плюс“ относится к выражению для  $\varphi$ , а знак „минус“ — для  $\psi$ .

Ниже мы приводим таблицы 1, 2 функций  $\varphi_\lambda(\tau_0, 1)$  и  $\psi_\lambda(\tau_0, 1)$  для ряда значений  $\tau_0$  и  $\lambda$ , посчитанных по приближенным формулам (18), (19). Для сравнения в таблицах даются их точные значения, заимствованные из [8].

Таблица 1  
ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  $\varphi_\lambda(\tau_0, 1)$

$\lambda \backslash \tau_0$	1	0.99	0.95	0.9	0.5	
0	1.0002 1.0000	1.0001 1.0000	0.9999 1.0000	1.0000 1.0000	1.0000 1.0000	прибл. точн.
0.1	1.162 ?	1.160 ?	1.152 ?	1.143 ?	1.073 ?	прибл. точн.
0.2	1.268 1.265	1.265 1.261	1.250 1.247	1.233 1.230	1.114 1.113	прибл. точн.
0.4	1.432 1.429	1.425 1.422	1.398 1.395	1.366 1.363	1.1645 1.1639	прибл. точн.
1	1.759 1.757	1.740 1.739	1.673 1.672	1.5980 1.5972	1.2263 1.2262	прибл. точн.
2	2.0708 2.0707	2.0313 2.0311	1.8948 1.8947	1.7607 1.7606	1.24776 1.24774	прибл. точн.

Таблица 2  
ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  $\psi_\lambda(\tau_0, 1)$

$\lambda \backslash \tau_0$	1	0.99	0.95	0.9	0.5	
0	0.9998 1.0000	0.9999 1.0000	1.0001 1.0000	1.0000 1.0000	1.0000 1.0000	прибл. точн.
0.1	1.065 ?	1.063 ?	1.055 ?	1.046 ?	0.977 ?	прибл. точн.
0.2	1.078 1.074	1.075 1.071	1.061 1.057	1.044 1.041	0.928 0.927	прибл. точн.
0.4	1.070 1.066	1.063 1.059	1.037 1.034	1.007 1.004	0.8193 0.8187	прибл. точн.
1	0.968 0.966	0.952 0.950	0.8926 0.8913	0.8283 0.8273	0.5276 0.5274	прибл. точн.
2	0.7810 0.7808	0.7494 0.7494	0.6431 0.6428	0.5439 0.5437	0.23324 0.23318	прибл. точн.

Мы видим, что наибольшая погрешность приближенных решений достигается при  $\lambda = 1$  и малых толщинах  $\tau_0$  и составляет  $\sim 0.3 - 0.4\%$ .

С ростом  $\tau_0$  и уменьшением значения  $\lambda$  точность приближенных решений сильно возрастает. Например, при  $\tau_0 = 2$  и  $\lambda = 0.5$  относительная ошибка равна 0.002 % и 0.02 % для  $\varphi$ - и  $\psi$ -функции, соответственно, в то время как погрешность известных асимптотических решений (см. п. 7) в этом случае составляет  $\sim 1\%$  для  $\varphi$ -функции и свыше 200% для  $\psi$ -функции.

Такую же погрешность имеют функции  $\varphi(\tau_0, \eta)$  и  $\psi(\tau_0, \eta)$  при всех значениях  $\eta$ . В частности, при  $\eta \rightarrow \infty$  (среднее число рассеяний) в случае консервативного рассеяния из (18) имеем

$$\varphi(\tau_0, \infty) = \psi(\tau_0, \infty) = \frac{\sqrt{3}}{2} [a\tau_0 + 2q(\tau_0)], \quad \lambda = 1. \quad (20)$$

В таблице 3 приводятся численные значения, посчитанные по формуле (20), точные значения, взятые из [9], и, для сравнения, значения, даваемые асимптотической формулой [4, 10], соответствующей большому  $\tau_0$  в (20):

$$\varphi(\tau_0, \infty) = \psi(\tau_0, \infty) = \frac{\sqrt{3}}{2} (\tau_0 + 2q(\infty)).$$

В таблице указаны также соответствующие относительные ошибки  $\Delta$  в (%).

Таблица 3

ТОЧНЫЕ, ПРИБЛИЖЕННЫЕ И АСИМПТОТИЧЕСКИЕ  
ЗНАЧЕНИЯ  $\varphi_1(\tau_0, \infty)$

$\tau_0$	Точн.	Прибл.	$\Delta$ %	Асимпт.	$\Delta$ %
0	1.000	1.000	0	1.23	23
0.1	?	1.169	?	1.32	13
0.2	1.287	1.291	0.3	1.40	8
1	2.067	2.069	0.1	2.10	1.4

5. Основное приближение. Каждое приближенное решение задачи (4), (5) соответствует некоей аппроксимации ядра  $Z$  этих уравнений. Например, асимптотические решения [3—5] отвечают приближению  $Z(\tau, \eta, \zeta) \approx$

$$\approx \frac{Ae^{-k\tau}\eta}{(1 - k\eta)(1 + k\zeta)}. \quad \text{Величина } Z \text{ выражается посредством двух функ-$$

ций  $F$  и  $\bar{F}$  по формуле (П. 1. 1). Последние определяются как

$$F(\tau, \eta) = \eta \int_0^1 Y(\tau, \mu, \eta) d\mu/\mu, \quad \bar{F}(\tau, \eta) = \int_0^1 Z(\tau, \mu, \eta) d\mu/\mu, \quad (21)$$

и допускают следующую физическую интерпретацию. Квант, поглощенный на границе полубесконечного слоя, создает на глубине  $\tau$  поле излучения, описываемое функцией  $F(\tau, \eta)$  при  $\eta \leq 0$  и  $\bar{F}(\tau, \eta)$  при  $\eta \geq 0$ . При больших  $\tau$  в функции  $\bar{F}(\tau, \eta)$  происходит разделение переменных  $\bar{F}(\tau, \eta) \approx Ae^{-k\tau}\eta/(1+k\eta)$ . В работе [6], исходя из физического смысла величины  $\bar{F}$ , было установлено, что разделение переменных в ней происходит с достаточно высокой точностью при всех  $\tau \geq 0$ , так что

$$\bar{F}(\tau, \eta) \approx C(\tau) \frac{\eta}{1+k\eta}, \quad (22)$$

в то время, как разделение переменных в функции  $F(\tau, \eta)$  с той же точностью имеет место лишь при сравнительно больших  $\tau$ .

Приближение (22) верно, вообще говоря, при малых  $\eta$ , скажем,  $\eta \leq 1$ . При больших значениях  $\eta$  оно нарушается. Поэтому, с целью получения высокоточных решений задачи (4), (5), нужно использовать приближение (22) только на интервале  $\eta \in (0, 1)$ . Это оказывается возможным, поскольку интегрирование в уравнения (4), (5) ведется как раз на этом интервале.

При решении уравнений (4), (5), описанном в Приложении II, мы сохраняем в выражении для  $Z(\tau_0, \eta, \mu)$  функцию  $F(\tau_0, \eta)$  точной, а для  $\bar{F}(\tau_0, \mu)$  используем приближение (22), но только на интервале  $\mu \in (0, 1)$ . Другими словами, в основе решений (11–16) лежит единственное приближение:

$$\int_0^1 \bar{F}(\tau_0, \mu) f(\mu) d\mu \approx C(\tau_0) \int_0^1 \frac{\mu}{1+k\mu} f(\mu) d\mu, \quad (23)$$

где  $\tau_0$  — толщина слоя, а в роли  $f(\mu)$  выступают функции  $s(\mu)/(\eta \pm \mu)$ ,  $h(\mu)/(\eta \pm \mu)$ .

Интеграл в левой части (23) не имеет особенностей, за исключением случая  $\eta = 1$ , когда мы имеем дело с функциями типа  $f(\mu) \sim 1/(1-\mu)$ . В этом случае он расходится на верхнем пределе, и чтобы обеспечить совпадение поведений обеих частей приближения (23) в окрестности  $\eta = 1$ , мы обязаны наложить на функцию  $C(\tau_0)$  (в некоторой степени произвольную) требование

$$C(\tau_0) = (1+k)\bar{F}(\tau_0, 1). \quad (24)$$

При таком выборе  $C(\tau_0)$  приближение (23) обеспечивает, очевидно, достаточно высокую точность решений для всех значений  $\eta$ .

Приближение (23) выполняется тем лучше, чем больше толщина  $\tau_0$ . Поэтому приведенные выше решения носят асимптотический характер — их точность возрастает с увеличением  $\tau_0$ . Другим свойством приближения (23) является увеличение его точности с уменьшением значения  $\lambda$  — альbedo однократного рассеяния. Этим объясняется возрастание точности наших решений с уменьшением  $\lambda$ , отмеченное в п. 4. Таким образом, случай малых толщин и консервативного рассеяния является наилучшим в смысле точности рассматриваемых в статье решений.

На рис. 1 приведен график функции  $\bar{F}_\lambda(\tau_0, \eta)$  для случая консервативного рассеяния,  $\lambda = 1$ , при значениях  $\tau_0 = 0$  и  $\tau_0 = \infty$  на интервале  $\eta \in (0, 1)$ . Соответствующая (22) аппроксимация  $\bar{F}(\tau_0, \eta) \approx C(\tau_0)\eta$  изображена прямой 1. При  $\tau_0 = \infty$  имеет место точное совпадение  $\bar{F}(\infty, \eta) = \sqrt{3}\eta$ .

Найденные нами в п. 3 приближенные решения допускают улучшение. Оно основано на более точной аппроксимации функции  $\bar{F}(\tau, \eta)$  на интервале  $(0 < \eta < 1)$ . Например, ее можно представить в форме

$$\bar{F}(\tau_0, \eta) = \frac{c_1(\tau_0)\eta - c_2(\tau_0)\eta^2}{1 + k\eta}. \quad (25)$$

При  $\lambda = 1$  эта аппроксимация указана на рис. 1 пунктирной кривой 3; для нее

$$c_1(\tau_0) = 2\bar{F}'(\tau_0, 1) - \bar{F}''_\tau(\tau_0, 1), \quad c_2(\tau_0) = \bar{F}'_\tau(\tau_0, 1) - \bar{F}(\tau_0, 1), \quad (26)$$

В этом случае уравнения (4), (5) также допускают решение в замкнутом виде, причем оно обладает исключительно высокой точностью. Это решение мы здесь не приводим ввиду его громоздкости.

На рис. 1 указана также прямая 2, представляющая другую аппроксимацию  $\bar{F}(\tau_0, \eta) \approx (c(\tau_0)\eta + d(\tau_0))/(1 + k\eta)$  при  $\lambda = 1$ :  $c = c_1 - 2c_2$ ,  $d = c_2$ . Две аппроксимации — использованная в статье (прямая 1) и указанная (прямая 2), ограничивают точное поведение функции  $F(\tau_0, \eta)$  при  $0 < \eta < 1$  сверху и снизу. Комбинируя решения, соответствующие этим двум приближениям, можно получить для решения задачи (4, 5) оценки сверху и снизу, а по ним и оценить погрешность полученных нами решений. Как показывает анализ, эта погрешность заведомо не превышает 1% для всех значений  $\tau_0$ ,  $\eta$  и  $\lambda$ .

Следует отметить, однако, что погрешность приближенных решений, ввиду их асимптотического характера, меняется в зависимости от конкретной постановки задачи, то есть, от распределения  $g(\tau, \zeta)$ . Наибольшая погрешность в задаче о выходящем излучении соответствует, понятно, случаю, когда источники сосредоточены у дальней границы слоя, на

пример, случаю решения задачи о  $\psi$ -функции. Ясно также, что это различие должно быть мало при малых толщинах слоя.

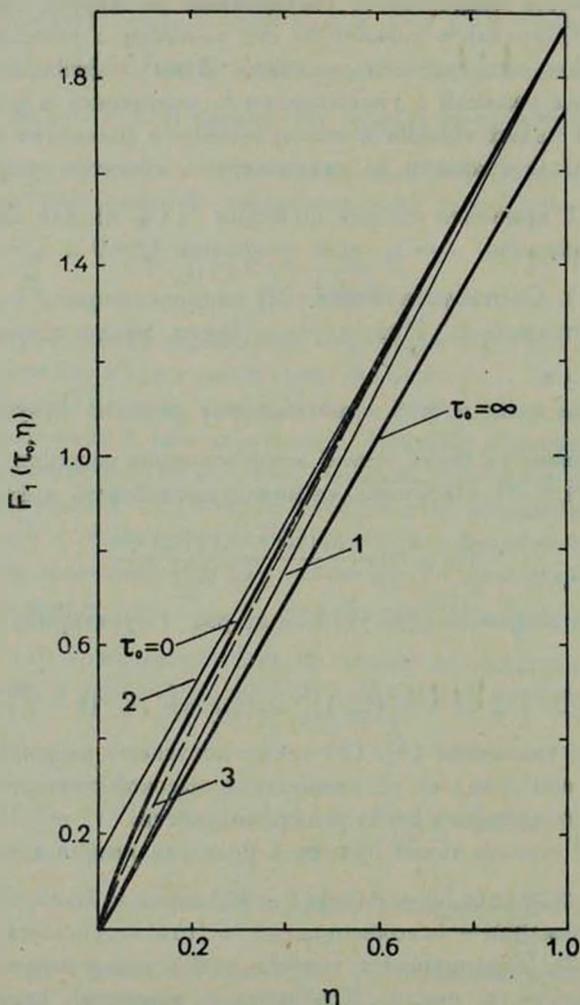


Рис. 1.  $\tilde{F}_1(\tau_0, \eta)$  при консервативном рассеянии для значений  $\tau_0 = 0$  и  $\tau_0 = \infty$  и ее различные аппроксимации на интервале  $0 < \eta < 1$ .

6. *Решения при малых  $\eta$ .* При малых значениях углового аргумента  $\eta \leq 1$  можно использовать приближение (22) в явном виде, то есть в решениях (11)—(16) пренебречь величиной

$$\beta_1(\tau_0) = \frac{1}{\varphi(\eta)} \left[ \frac{\tilde{F}(\tau_0, \eta)}{\eta} - \frac{C(\tau_0)}{1+k\eta} \right] \rightarrow 0. \quad (27)$$

Тогда мы получим решения, найденные в [6]. Они имеют вид (11) и (14), где  $s_\eta$  и  $h_\eta$  определяются теперь уже из

$$s_\eta = S_\eta - a_\eta(\tau_0) s_k, \quad h_\eta = H_\eta + a_\eta(\tau_0) h_k. \quad (28)$$

Эти решения справедливы для всех  $\lambda$ . В частности, в задаче о функции источников при консервативном рассеянии,  $\lambda = 1$ , они совпадают с «интуитивным» решением Ямамото [6].

Заметим, что при  $\eta \ll 1$  при толщинах слоя  $\tau_0 \gtrsim 1$  члены, содержащие  $\beta_\eta$ , становятся меньше погрешности самих решений и ими можно пренебречь. В этом отношении, сохранение членов с  $\beta_\eta$  при  $\tau_0 \lesssim 1$  приводит к более точным, по сравнению с найденными в [6], решениям.

В случае, если значение  $\lambda$  не очень близко к 1, в [6] приведены сравнительно простые выражения для приближенных решений. Они следуют подстановкой наряду с (27) также

$$\beta_k(\tau_0) = \frac{1}{\varphi(1/k)} \left[ \tilde{F}(\tau_0, 1/k) - \frac{C(\tau_0)}{2k} \right] \rightarrow 0 \quad (29)$$

и имеют вид (11), где  $s_\eta$  и  $h_\eta$  определяются из (28), а  $s_k$  и  $h_k$  из

$$s_k = \frac{S_k}{1 + a_k(\tau_0)}, \quad h_k = \frac{H_k}{1 - a_k(\tau_0)}. \quad (30)$$

Погрешность этих решений тем меньше, чем меньше значение  $\lambda$ . Это следует из того, что при  $\lambda \rightarrow 0$  значение  $k \rightarrow 1$  и величина  $\beta_k$  стремится к  $[\tilde{F}(\tau_0, 1) - C(\tau_0)/2] \rightarrow 0$ , что точно совпадает с определением (24) для  $C(\tau_0)$  при  $k \rightarrow 1$ . Кстати, определение (24) для  $C(\tau_0)$  в [6] было найдено из других соображений. Выражение (16) для случая консервативного рассеяния было получено другим путем в работе [6].

Понятно, что решения (11—16) можно вывести, обратившись к выводу «квазиасимптотических» решений [6], устранив при этом в соответствующих местах неточности, вводимые приближением (22) в явном виде, сохранив это приближение только под интегралами. Такой путь является, однако, менее последовательным и уступает выводу, данному в Приложении II, в четкости и компактности.

7. *Асимптотические выражения.* При больших толщинах слоя из (11)—(16) можно вывести сравнительно простые выражения, жертвуя, понятно, точностью решений. При этом случаи малых и больших значений углового аргумента  $\eta$  следует рассматривать в отдельности.

При  $\tau_0 \gg 1$

$$C(\tau_0) \rightarrow Ae^{-k\tau_0}, \quad A = \left[ \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\mu\varphi(\mu)}{(1-k\mu)^2} d\mu \right]^{-1},$$

$$a(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{Ae^{-k\tau} \eta\varphi(\eta)}{1-k\eta}. \quad (31)$$

Это соответствует пренебрежению в решениях (11)—(15) величинами

$$\beta_k(\tau_0) \rightarrow 0, \quad \beta_\eta(\tau_0) \rightarrow 0. \quad (32)$$

При значениях  $\eta \leq 1$  полагаем

$$\beta_k(\tau_0, \eta) = P(\tau_0, \tau) - a(\tau_0, \eta) \rightarrow 0. \quad (33)$$

Тогда получаем общую форму асимптотических решений:

$$s(\eta) = S(\eta) - a(\tau_0, \eta) s_k, \quad h(\eta) = H(\eta) + a(\tau_0, \eta) h_k, \quad (34)$$

где

$$s_k = \frac{S_k}{1 + a_k(\tau_0)}, \quad h_k = \frac{H_k}{1 - a_k(\tau_0)}, \quad a_k(\tau_0) = \frac{Ae^{-k\tau_0}}{2k\varphi(1/k)}. \quad (35)$$

При консервативном рассеянии  $\lambda = 1$ ,  $k \rightarrow 0$

$$f_k \rightarrow f_0, \quad s_0 = 1, \quad h_0 = 1 - 2 \frac{\tau + q(\tau) - q(\tau_0 - \tau) + q(\infty)}{\tau_0 + 2q(\infty)}. \quad (36)$$

Асимптотические решения для внутреннего светового поля следуют из (2):

$$j(\tau, \eta) \approx J(\tau, \eta) - P^*(\tau, \tau_0, \eta) j_k, \quad (37)$$

причем,

$$j_k = J_k(0) / [1 + P_k^*(0, \tau_0)]. \quad (38)$$

Здесь  $P^*(\tau, \tau_0, \eta) = J_M(\tau, \tau) e^{-k\tau_0}$  — внутреннее решение в задаче Милна [11].

Решения (34)—(38) справедливы и для случая анизотропного рассеяния, если в них заменить

$$f_k \rightarrow \int_0^1 \frac{f(\mu) b(-\mu)}{1 + k\mu} d\mu \quad (39)$$

где  $b(\mu)$  определяет «глубинный режим» [1, 3]. Тогда они будут относиться к величинам, усредненным по азимуту. Для высших же гармоник из соотношения (1), записанного с учетом азимутальной зависимости, следует, вообще говоря, что  $J_{(\tau, \eta)}^m = J_{(\tau, \eta)}^m$ ,  $m \geq 1$ .

Заметим, что асимптотические решения (37) верны при всех  $\tau \leq \tau_0$ , (при условии  $\tau_0/2 \gg 1$ ), поскольку в качестве  $j(\eta)$  в них может подразумеваться каждая из величин  $j^+(\eta)$  или  $j^-(\eta)$  из задачи (3).

Из вышеприведенных решений можно сделать интересное заключение: если первичные кванты сосредоточены вблизи границ слоя, то при консервативном рассеянии суммарное угловое распределение излучений, выходящих по обе границы слоя, в асимптотическом приближении не зависит от толщины слоя  $\tau_0$ .

В случае больших значений углового аргумента  $\eta > 1$  при переходе к асимптотическим выражениям опять используем приближения (32), но сохраняем величину  $\beta(\tau_0, \eta)$  в приближении, соответствующем асимптотике (4.40), гл. VIII, [4]:

$$\beta(\tau_0, \eta) \rightarrow \beta_{as}(\tau_0, \eta) = \frac{\lambda}{2} \frac{e^{-\tau_0/\eta}}{\Lambda(\eta)}. \quad (38)$$

Заметим, что знаменатели в (12) можно переписать в виде:

$$D(\tau_0, \eta) \approx 1 - \frac{2}{\lambda} \Lambda(\eta) \beta_\eta(\tau_0) [\beta_{as}(\tau_0, \eta) - \beta(\tau_0, \eta)].$$

Теперь асимптотики имеют следующий общий вид:

$$\begin{aligned} s(\eta) &= S(\eta) - \alpha(\tau_0, \eta) s_k - \eta \beta_{as}(\tau_0, \eta) s_\tau, \\ h(\eta) &= H(\eta) + \alpha(\tau_0, \eta) h_k + \eta \beta_{as}(\tau_0, \eta) h_\eta, \end{aligned} \quad (39)$$

где  $s_k$  и  $h_k$  определяются из (35), а  $s_\tau$  и  $h_\eta$  из (28). При  $\lambda = 1$  опять используются выражения (36).

В частности, полагая в (39)  $\zeta = 0$ , находим асимптотическое выражение для вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине  $\tau$ :

$$\begin{aligned} p(\tau, \tau_0, \eta) &= P(\tau, \eta) - \\ &- \lambda k \alpha_k(\tau_0) \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 - k\eta} \frac{\bar{F}(\tau_0 - \tau, 1/k) - \alpha_k(\tau_0) \bar{F}(\tau, 1/k)}{1 - \alpha_k^2(\tau_0)} - \\ &- \frac{\lambda}{2} \frac{e^{-\tau_0/\eta}}{\Lambda(\eta) \varphi(\eta)} \left[ \bar{F}(\tau_0 - \tau, \eta) - 2k \alpha_k(\tau_0) \frac{\eta}{1 + k\eta} \times \right. \\ &\times \left. \frac{\bar{F}(\tau_0, 1/k) - \alpha_k(\tau_0) \bar{F}(\tau_0 - \tau, 1/k)}{1 - \alpha_k^2(\tau_0)} \right]. \end{aligned} \quad (40)$$

При консервативном рассеянии это решение имеет вид

$$p(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) + \frac{h_0 - 1}{\eta} a(\tau_0, \eta) + \beta_{as}(\tau_0, \eta) \frac{\eta}{\varphi(\eta)} \left[ V \sqrt{3} \frac{h_0 + 1}{2} - \frac{\bar{F}(\tau_0 - \tau, \eta)}{\eta} \right]. \quad (41)$$

В частных случаях  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$  из (40) и (41) следуют известные асимптотические решения (при  $\eta > 1$ ) для функций  $\varphi(\tau_0, \eta)$  и  $\psi(\tau_0, \eta)$ , найденные В. В. Ивановым ([4], гл. VIII, формулы (4.41)–(4.44)).

### Приложение I

*Вспомогательные формулы.* Согласно (6, 7), формулы п. 3 дают приближенное аналитическое решение задачи о нахождении излучения  $j^\pm(\eta)$ , выходящего через границы слоя толщины  $\tau_0$ , при произвольном распределении первичных квантов  $g(\tau, \zeta)$ . Они выражаются через решения  $J^\pm(\eta)$  задачи об излучении, выходящем из полубесконечной среды, содержащей в пограничном слое толщины  $\tau_0$  первичные кванты, распределенные по тому же закону  $g(\tau, \zeta)$  или  $g(\tau_0 - \tau, -\zeta)$ . После определения  $J^\pm(\eta)$  задача о внутреннем световом поле в слое толщины  $\tau_0$  сводится к вычислению интеграла (2).

Для мононаправленного источника, когда  $g(\tau', \zeta') = \delta(\tau' - \tau) \delta(\zeta' - \zeta)$ , в качестве  $J^\pm(\eta)$  служит поверхностная функция Грина полубесконечного слоя

$$\Gamma(0, \tau, \eta, \zeta) \equiv X(\tau, \eta, \zeta) = \begin{cases} Y(\tau, \eta, \zeta), & \zeta \geq 0, \\ Z(\tau, \eta, \zeta), & \zeta \leq 0, \end{cases}$$

выражаемая посредством формул

$$Y(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) - F(\tau, \zeta)}{\eta - \zeta} + e^{-\tau/\zeta} \delta(\eta - \zeta). \quad (I.1)$$

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) + \bar{F}(\tau, \zeta)}{\eta + \zeta},$$

через две функции от двух аргументов  $F(\tau, \eta)$  и  $\bar{F}(\tau, \zeta)$ , определенные в п. 5. В итоге, через эти две функции алгебраически выражается решение задачи (4), (5).

В случае же произвольной функции  $g(\tau, \zeta)$  величины  $J^\pm(\eta)$  находятся интегрированием функции Грина по распределению  $g$ :

$$J^+(\eta) = \int_0^{\tau_0} \int_{-1}^1 X(\tau', \eta, \mu') g(\tau', \mu') d\tau' d\mu',$$

$$J^-(\eta) = \int_0^{\tau_0} \int_{-1}^1 X(\tau', \eta, \mu') g(\tau_0 - \tau', -\mu') d\tau' d\mu'.$$

Здесь существенно то обстоятельство, что операции интегрирования по распределению  $g$  проводятся над характеристиками полубесконечного слоя, а не слоя конечной толщины. Благодаря этому в ряде случаев возможно аналитическое интегрирование; численное же интегрирование по распределению  $g$  характеристик слоя конечной толщины привело бы к возникновению дополнительных погрешностей.

Приведем сводку вспомогательных формул, выражающих характеристики полубесконечной среды (при изотропном рассеянии) через функции  $F$  и  $\tilde{F}$ .

Интегралы типа (9):

$$Y_\eta(\tau, \zeta) = \frac{\tilde{F}(\tau, \eta) + F(\tau, \zeta)}{(\eta + \zeta) \varphi(\eta)}, \quad Y_k(\tau, \zeta) = \frac{\tilde{F}\left(\tau, \frac{1}{k}\right) + F(\tau, \zeta)}{(1 + k\zeta) \varphi(1/k)},$$

$$Z_\eta(\tau, \zeta) = \frac{\tilde{F}(\tau, \eta) - \tilde{F}(\tau, \zeta)}{(\eta - \zeta) \varphi(\eta)}, \quad Z_k(\tau, \zeta) = \frac{\tilde{F}\left(\tau, \frac{1}{k}\right) - \tilde{F}(\tau, \zeta)}{(1 - k\zeta) \varphi(1/k)},$$

$$Y_{-\eta}(\tau, \zeta) = \frac{e^{-\tau/\eta}}{\eta - \zeta} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} [Y(\tau, \eta, \zeta) - e^{-\tau/\zeta} \delta(\eta - \zeta)], \quad (1.2)$$

$$Y_{-k}(\tau, \zeta) = \frac{e^{-k\tau}}{1 - k\zeta}, \quad Z_{-\eta}(\tau, \zeta) = \frac{e^{-\tau/\eta}}{\eta + \zeta} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} Z(\tau, \eta, \zeta),$$

$$Z_{-k}(\tau, \zeta) = \frac{e^{-k\tau}}{1 + k\zeta}.$$

При  $\zeta = 0$ :

$$Y(\tau, \eta, 0) = Z(\tau, \eta, 0) = P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) F(\tau, \eta),$$

$$P_\eta(\tau) = \frac{\tilde{F}(\tau, \eta)}{\eta \varphi(\eta)}, \quad P_k(\tau) = \frac{\tilde{F}(\tau, 1/k)}{\varphi(1/k)}, \quad (1.3)$$

$$P_{-\eta}(\tau) = \frac{e^{-\tau/\eta}}{\eta} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} P(\tau, \eta), \quad P_{-k}(\tau) = e^{-k\tau}.$$

В частности, при  $\tau = 0$ :

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{2} \varphi_{\eta} &= 1 - \frac{1}{\varphi(\eta)}, & \frac{\lambda}{2} \varphi_k &= 1 - \frac{1}{\varphi(1/k)}, \\ \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_{-\eta} &= 1 - \Lambda(\eta) \varphi(\eta), & \frac{\lambda}{2} \varphi_{-k} &= 1. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Интегралы от величины  $a(\tau, \eta)$ :

$$a_{\eta}(\tau) = \frac{C(\tau)}{(1+k\eta)\varphi(\eta)}, \quad a_k(\tau) = \frac{C(\tau)}{2k\varphi(1/k)}. \quad (1.5)$$

Функции  $F(\tau, \eta)$  и  $\bar{F}(\tau, \zeta)$  табулированы в работе [12]. Практически наиболее простой способ вычисления этих функций представляется рекуррентной формулой

$$F(\tau+t, \eta) = F(\tau, \eta) e^{-t/\eta} + \eta \int_0^1 \left[ \frac{\lambda}{2} \varphi(\mu) \frac{F(t, \mu) - F(t, \eta)}{\mu - \eta} \right] F(\tau, \mu) d\mu \quad (1.6)$$

и следующим выражением  $\bar{F}$  через  $F$ :

$$\bar{F}(\tau, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \zeta \varphi(\zeta) \int_0^1 \frac{F(\tau, \mu)}{\eta + \mu} \varphi(\mu) d\mu. \quad (1.7)$$

При малом шаге  $t$  функция  $F(t, \eta)$  легко может быть посчитана с помощью резольвентной функции  $\Phi(\tau)$  [2] (см., например, [12]):

$$F(t, \eta) = e^{-t/\eta} + \int_0^t \Phi(\tau) e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} d\tau. \quad (1.8)$$

Приведем также частные значения функций  $F(\tau, \eta)$  и  $\bar{F}(\tau, \zeta)$ :

$$F(0, \eta) = 1, \quad \bar{F}(0, \zeta) = \varphi(\zeta) - 1, \quad \Phi(\tau) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{F(\tau, \eta)}{\eta} = \lim_{\zeta \rightarrow 0} \frac{\bar{F}(\tau, \zeta)}{\zeta}, \quad (1.9)$$

а также отметим, что

$$\frac{1}{\eta} F(\tau, \eta) = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{Y(\tau, \mu, \eta)}{\mu}, \quad \frac{1}{\zeta} \bar{F}(\tau, \zeta) = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{Z(\tau, \mu, \zeta)}{\mu}. \quad (1.10)$$

Приложение II

Решение уравнений. Соотношения (4), (5) являются уравнениями относительно неизвестных функций  $s(\eta)$  и  $h(\eta)$  только при значениях  $\eta \leq 1$ . Для других значений  $\eta$  вне интервала (0.1) они представляют собой явные выражения для неизвестных функций  $s$  и  $h$  через их значения при  $\eta \leq 1$ . Так что, если бы были известны точные аналитические решения  $s(\eta)$  и  $h(\eta)$  для  $\eta \in (0, 1)$  соотношения (4), (5) позволили бы аналитически продолжить их на всю комплексную плоскость значений  $\eta$ . Поскольку найти точное решение для  $s$  и  $h$  при  $\eta \leq 1$  не представляется возможным, тем более затруднительным становится вопрос об их аналитическом продолжении. Ведь, вообще говоря, приближенные решения, справедливые при  $\eta \leq 1$ , не могут быть распространены на другие значения  $\eta$ . Например, не могут быть аналитически продолжены приближенные решения, найденные в работе [6] — при этом не может быть обеспечена одинаковая степень погрешности для всех значений  $\eta$ . Для справедливости приближенных решений на всей комплексной плоскости ( $\eta$ ) необходимо, чтобы само приближение, в котором решается задача, с данной точностью выполнялось для всех значений  $\eta$ . Таким свойством как раз обладает используемое в настоящей статье приближение (23), но не (22).

Введем интегральные операторы

$$\bar{f}_{\pm\eta} = \int_0^1 \frac{\bar{F}(\tau, \mu)}{\eta \pm \mu} f(\mu) d\mu, \quad \bar{f}_{\pm k} = \int_0^1 \frac{\bar{F}(\tau, \mu)}{1 \pm k\mu} f(\mu) d\mu. \quad (II.1)$$

Действуя ими на уравнение (4), находим

$$S_{\eta} = s_{\eta} + \eta P_{\eta}(\tau_0) s_{-\eta} - \bar{s}_{-\eta/\varphi}(\eta), \quad S_k = s_k + P_k(\tau_0) s_{-k} - \bar{s}_{-k/\varphi}(1/k), \quad (II.2)$$

$$S_{-\eta} = s_{-\eta} + e^{-\tau_0/\eta} s_{\eta} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} [S(\eta) - s(\eta)], \quad S_{-k} = s_{-k} + e^{-k\tau_0} s_k.$$

Аналогично, из уравнения (5) получаем

$$H_{\eta} = h_{\eta} - \eta P_{\eta}(\tau_0) h_{-\eta} + \bar{h}_{-\eta/\varphi}(\eta), \quad H_k = h_k - P_k(\tau_0) h_{-k} + \bar{h}_{-k/\varphi}(1/k), \quad (II.3)$$

$$H_{-\eta} = h_{-\eta} - e^{-\tau_0/\eta} h_{\eta} + \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} [h(\eta) - H(\eta)], \quad H_{-k} = h_{-k} - e^{-k\tau_0} h_k.$$

Сами исходные уравнения (4.5) в обозначениях (II.1) имеют вид

$$S(\eta) = s(\eta) + \eta P(\tau_0, \eta) s_{\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \bar{s}_{\eta},$$

$$H(\eta) = h(\eta) - \eta P(\tau_0, \eta) h_{\eta} - \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \bar{h}_{\eta}. \quad (II.4)$$

Выразим во всех уравнениях величины  $s_{\pm\eta}$  и  $h_{\pm\eta}$  через  $\bar{s}_{\pm\eta}$  и  $\bar{h}_{\pm\eta}$ , а для вычисления последних используем приближение (23). Тогда получим

$$S_{\eta} = s_{\eta} + \eta \beta_{\eta}(\tau_0) s_{-\eta} + \alpha_{\eta}(\tau_0) s_k, \quad S_k = s_k + \beta_k(\tau_0) s_{-k} + \alpha_k(\tau_0) s_k, \quad (II.5)$$

$$S_{-\eta} = s_{-\eta} + e^{-\tau_0/\eta} s_{\eta} - \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} [S(\eta) - s(\eta)], \quad S_{-k} = s_{-k} + e^{-k\tau_0} s_k,$$

и, аналогично,

$$H_{\eta} = h_{\eta} - \eta \beta_{\eta}(\tau_0) h_{-\eta} - \alpha_{\eta}(\tau_0) h_k, \quad H_k = h_k - \beta_k(\tau_0) h_{-k} - \alpha_k(\tau_0) h_k, \quad (II.6)$$

$$H_{-\eta} = h_{-\eta} - e^{-\tau_0/\eta} h_{\eta} + \frac{2}{\lambda} \frac{\Lambda(\eta)}{\eta} [h(\eta) - H(\eta)], \quad H_{-k} = h_{-k} - e^{-k\tau_0} h_k.$$

Решение системы алгебраических уравнений (II.4)—(II.6) дается выражениями (11)—(15) раздела 3.

Чтобы перейти от этих решений к решениям для случая консервативного рассеяния, нужно в них совершить предельный переход  $\lambda \rightarrow 1$ . При этом в выражении для  $s_k$  достаточно ограничиться разложениями с точностью до первой степени  $k$ , а в выражении для  $h_k$  необходимо сохранить также члены, содержащие  $k^2$ . Заметим, что при  $k \rightarrow 0$  неопределенность возникает только в выражении для  $h_k$ .

Для вывода формулы (16) мы получили разложение по малым  $k$  резольвентной функции:

$$\Phi_{\lambda}(\tau) = \Phi_1(\tau) + \sqrt{3}(e^{-k\tau} - 1) - k\sqrt{3}[(e^{-k\tau} - 1)q(\infty) + q(\tau)] \quad (II.7)$$

и с ее помощью построили разложения функций  $F_{\lambda}$  и  $\bar{F}_{\lambda}$ :

$$\begin{aligned} F_{\lambda}(\tau, \eta) &= F_1(\tau, \eta)(1 + k\eta) - \\ &- \eta\sqrt{3} \left( 1 - \frac{e^{-k\tau}}{1 - k\eta} + e^{-\tau/\eta} \frac{k\eta}{1 - k\eta} \right) (1 - kq(\infty)) - \\ &- k\eta\sqrt{3} [q(\tau) + \eta(1 - e^{-\tau/\eta})], \end{aligned} \quad (II.8)$$

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{\lambda}(\tau, \eta) &= \tilde{F}_1(\tau, \eta)(1 - k\eta) + \\ &+ \sqrt{3} \eta(1 - kq(\infty)) \left( \frac{e^{-k\tau}}{1 + k\eta} - 1 \right) - \sqrt{3} k\eta [q(\tau) - \eta]. \end{aligned} \quad (II.9)$$

Разложение функции  $C_{\lambda}(\tau)$  следует подстановкой выражения (II.9) в формулу (24).

Заметим, что последние соотношения для  $s_{-k}$  и  $h_{-k}$  в (II.5) и (II.6) являются точными. В консервативном случае они имеют вид

$$\bar{s}_0 = \sqrt{3}[S_1 - q(\tau_0)], \quad h_1 = \frac{1-h_0}{2} \tau_0 - \tau + \zeta, \quad (\text{II.10})$$

где обозначено  $f_1 \equiv \int_0^1 \mu f(\mu) d\mu$ .

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE ANALYTIC SOLUTIONS OF HIGH ACCURACY OF MONOCHROMATIC LIGHT SCATTERING PROBLEM IN A FLAT LAYER

M. A. MNATSAKANIAN

The approximate analytic solutions of monochromatic and isotropic light scattering problem for an optically finite layer are obtained which are valid with high accuracy for any value of angular argument  $\eta$  on all the complex plane. By  $\eta \rightarrow \infty$  they give the high-accurate solutions of the problem of the mean number of scattering of a photon in the layer.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
2. И. Н. Минин, ДАН СССР, 120, 63, 1958.
3. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
5. H. C. van de Hulst, Icarus, 3, 336, 1964.
6. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 659, 1975; 12, 451, 1976.
7. М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 225, 1049, 1975.
8. J. L. Carlstedt, T. W. Mullikin, Ap. J., Suppl. ser., 113, 449, 1966.
9. J. Buell, R. Kalaba, S. Ueno, Астрофизика, 7, 23, 1970.
10. В. В. Соболев, Астрофизика, 3, 5, 1967.
11. В. В. Иванов, Астрофизика, 10, 193, 1974.
12. Р. Р. Андресян, Сообщ. Бюраканской обс., 50, 79, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.16:523.85:530.12

## ОБ ИЛЛЮЗИИ СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЕЙ, СОЗДАВАЕМОЙ ГРАВИТАЦИОННЫМИ ЛИНЗАМИ

Л. Х. ИНГЕЛЬ

Поступила 11 марта 1977

Пересмотрена 20 марта 1978

Гравитационные линзы, фокусируя излучение какого-либо объекта, увеличивают угол, под которым он виден. Соответственно создается иллюзия увеличения поперечных к лучу зрения скоростей. Предварительные оценки показывают довольно большую вероятность сильного искажения наблюдаемых скоростей.

В работах [1, 2] показано, что гравитационная линза (массивное тело), находящаяся между некоторым источником и наблюдателем, может, двигаясь поперек луча зрения, создавать иллюзию сверхсветового расширения этого источника. Эти результаты могут представлять интерес в связи с обнаружением «сверхсветового расширения» некоторых объектов [3].

Точечная (шварцшильдова) гравитационная линза (ГЛ) создает, как известно [4], два изображения источника\*. Относительное движение этих двух изображений при быстром поперечном к лучу зрения перемещении ГЛ и создает по [1, 2] иллюзию «сверхсветового разбегания». Для наблюдения указанного эффекта необходимо выполнение следующих условий:

1. ГЛ должна находиться достаточно близко от оси источник-наблюдатель.

2. ГЛ должна находиться во много раз ближе к наблюдателю, чем к источнику.

3. ГЛ должна очень быстро двигаться поперек луча зрения (возможно, со скоростью, сравнимой со световой скоростью  $c$ ).

Необходимость одновременного выполнения таких требований делает наблюдение рассматриваемого эффекта весьма маловероятным. Цель на-

\* Подразумевается источник достаточно малых угловых размеров.

стоящей заметки — указать на другую возможность, которая представляется гораздо более вероятной.

Эффект фокусировки состоит, как хорошо известно, в увеличении телесного угла, под которым виден объект. Если объект расширяющийся, то, очевидно, при фокусировке должна увеличиваться и наблюдаемая угловая скорость расширения. Ясно, что для наблюдения этого эффекта требуется выполнение лишь первого из трех вышеприведенных условий. Подчеркнем разницу: мы теперь имеем в виду скорость расширения любого из изображений источника\*, а не скорость относительного движения двух различных изображений, как в [1, 2].

Следует отметить, что ГЛ сильно искажают форму источников [4—6]: изменение угла, под которым виден объект, отнюдь не одинаково в разных направлениях. Так, например, точечная ГЛ «вытягивает» изображение объекта перпендикулярно направлению на центр линзы («серпообразное» изображение [4]). В [6] описаны свойства распределенных ГЛ, которые могут давать единственное изображение, усиленное за счет его вытягивания в направлении на центр линзы. Соответственно и увеличение угловой скорости расширения (и вообще всех движений в объекте) должно в этих случаях наблюдаться лишь в одном направлении и должно быть того же порядка, что и уярчение, т. е. для шварцшильдовой ГЛ по порядку величины может достигать

$$K = \sqrt{1 + \frac{8r_g l_1^2}{L^2 R^2}} \quad [7], \quad (1)$$

где  $r_g$  — гравитационный радиус ГЛ,  $R$  — линейный размер источника фокусируемого излучения,  $L = l_1 l_2 / l_1 + l_2$ ,  $l_1$  — расстояние между источником и линзой,  $l_2$  — расстояние между линзой и наблюдателем. Пусть  $r_g = 10^{17}$  см,  $R = 10$  пс,  $l_1 = l_2 = 0.5 \cdot 10^9$  пс. Тогда  $K \simeq 1500$ . Иными словами, эффект „увеличения“ скорости расширения, в принципе, может быть очень велик.

Выяснив принципиальную возможность существования рассматриваемого эффекта, обсудим теперь вопрос о вероятности его наблюдения. В [8—10] в приближении точечных ГЛ и плоской Вселенной для вероятности данного объекта быть усиленным в  $K$  раз получена оценка

$$\frac{4\pi G \rho v^2}{5c^2 H_0^2 K^2},$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $H_0$  — постоянная Хаббла,  $\rho$  — средняя плотность вещества (в виде галактик) во Вселенной.  $v$  — космоло-

\* В случае нешварцшильдовых линз [5, 6] возможно существование лишь одного усиленного изображения источника.

гическая скорость объекта (вдоль луча зрения). Взяв для среднего квазара  $v^2/c^2 \sim 0.6$ ,  $K = 10$ ,  $H_0 = 50 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ ,  $\rho = 1.5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$  [11], получим для вероятности величину  $0.6 \cdot 10^{-3}$ . Если учесть, что число известных квазаров в настоящее время исчисляется сотнями, то полученная вероятность рассматриваемого эффекта представляется не слишком малой. Поэтому нельзя полностью исключить возможность истолкования на его основе отдельных наблюдений «сверхсветового» расширения.

К некоторым поправкам должен привести учет неточности ГЛ-галактик. В работах [8—10, 12] ГЛ моделируются прозрачными однородными шарами. Но такая модель уже слишком сложна для точного решения, а приближенные и качественные соображения приводят упомянутых авторов к противоположным результатам. В [6] приведены некоторые соображения в пользу того, что с учетом неточности ГЛ вероятность наблюдения эффекта фокусировки не должна существенно меняться. Но этот вопрос нельзя считать окончательно выясненным. Кстати, с учетом неточности ГЛ появляется объяснение того факта, что наблюдается только одно изображение объекта. В распределенных ГЛ второго изображения может вовсе не быть [5, 6, 10] или ГЛ может оказаться недостаточной прозрачной в том месте, где оно должно быть.

Попутно упомянем некоторые другие возможности. Выше не учитывалась возможность относительного перемещения наблюдателя, линзы и (или) источника. Если же, например, наблюдатель приближается к оси источник—линза, то видимое изображение источника деформируется (обычно вытягивается). При этом, в принципе, может показаться быстро расширяющимся источник, который вообще не расширяется. Но в этом случае с равной вероятностью возможен и обратный эффект: удаление наблюдателя от упомянутой оси и быстрое сжатие изображения. Это же относится и к следующему случаю. Шварцшильдова ГЛ, находящаяся достаточно близко от наблюдателя и быстро движущаяся вдоль луча зрения, может, как легко показать, создавать два изображения одного объекта, движущиеся относительно друг друга со «сверхсветовыми скоростями». Но такая возможность представляется очень маловероятной.

Отметим, наконец, эффекты, связанные с космологической кривизной пространства. Как хорошо известно, угол, под которым виден объект данного линейного размера, при удалении от наблюдателя проходит через минимум, а затем растет как в закрытой, так и в открытой однородной Вселенной [13]. Но это означает, что и данная линейная скорость движения объекта (в направлении, перпендикулярном лучу зрения), определяемая как произведение наблюдаемой угловой скорости на расстояние до наблюдателя, может, в принципе, бесконечно расти с этим расстоянием. Конечно, этой иллюзии не будет, если в качестве «расстояния» рассматривать соответствующим образом определенное «угловое расстояние»

[13]. Но это угловое расстояние априори неизвестно, так как зависит от модели Вселенной и средней плотности материи. Неадекватная модель приведет и к ошибке в оценке скорости расширения объекта. Например, если для Вселенной без давления с плотностью, равной критической, сильно недооценить эту плотность, то, как нетрудно получить из формул [13], поперечные к лучу зрения размеры и скорости будут завышены с коэффициентом

$$K_n = c \int_{t_1}^{t_0} dt/R_{\text{угл}} = \frac{1}{3} (2 + z + \sqrt{1+z})$$

( $z$  — красное смещение,  $t_1$ ,  $t_0$  — время испускания и приема соответственно). При  $z = 3$  получаем  $K_n = 7/3$ . Таким образом, этого эффекта, по всей видимости, недостаточно для объяснения наблюдаемых случаев «сверхсветового расширения».

Институт экспериментальной  
метеорологии

*Примечание при корректуре:* После того как настоящая заметка была направлена в печать, вышли две работы на эту тему: S. M. Chitre, J. V. Narlikar, M. N., 187, 655, 1979; Ap. J., 235, 335, 1980. Они содержат интересный новый материал, но авторы, видимо, не знакомы с [1, 2].

## ON THE ILLUSION OF SUPERLUMINALLY VELOCITIES CREATED BY GRAVITATIONAL LENS

L. H. INGEL

Gravitational lens, focusing the radiation of any object, increase the angle under which it is seen. Accordingly an illusion of the increase of the velocities perpendicular to the line of sights is made. Preliminary estimation shows quite a large probability of strong distortion of observed velocities.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Christensen, Nuovo Cimento, 15B, 69, 1973.
2. Л. Х. Ингель, Письма АЖ, 1, № 3, 18, 1975.
3. A. R. Whitney, I. I. Shapiro, A. E. E. Rogers, D. S. Robertson, C. A. Knight Science, 173, 225, 1971.
4. S. Liebes, Phys. Rev., 133, B835, 1964.
5. E. E. Clark, M. N., 158, 233, 1972.
6. Л. Х. Ингель, Астрон. ж., 52, 727, 1975.
7. Л. Х. Ингель, Астрофизика, 10, 555, 1974.
8. L. N. K. de Silva, Nature, 228, 1180, 1970.
9. L. N. K. da Silva, M. N., 159, 219, 1972.
10. L. N. K. de Silva, Ap. J., 189, 177, 1974.
11. Я. Эйнасто, Э. Саар, А. Каасик, П. Траат, Астрон. цирк., № 811, 1974.
12. J. M. Barnothy, M. F. Barnothy, Ap. J., 174, 477, 1972.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 524.35

## ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ

Поступила 31 мая 1979

Рассмотрено (на базе кинетического уравнения и с помощью закона Кирхгофа) циклотронное поглощение электромагнитных волн в равновесной классической плазме, помещенной в сильное магнитное поле. Изучено влияние поляризации вакуума магнитным полем на характер поляризации обыкновенных и необыкновенных волн и на величину коэффициентов циклотронного поглощения этих волн в плазме. Полученные результаты представляют интерес для теории излучения рентгеновских источников, связанных с нейтронными звездами в двойных системах, и прежде всего — для теории происхождения рентгеновских линий в спектре источника Her X-1.

1. Обнаружение линии 58 кэВ в спектре рентгеновского пульсара Her X-1 [1] и ее интерпретация как циклотронного излучения электронов на гирочастоте  $\omega_B$  в сильном магнитном поле нейтронной звезды [1, 2] поставило задачу корректного расчета величины циклотронного излучения и поглощения в специфических условиях, характерных для рентгеновских объектов. Ранее такого рода расчеты были проведены в [3—5] для горячей классической плазмы в слабых магнитных полях:  $\hbar\omega_B \ll \kappa T$  ( $\hbar$  и  $\kappa$  — постоянные Планка и Больцмана,  $T$  — кинетическая температура плазмы); сводку соответствующих формул см. в [6, 7]. Этого было вполне достаточно для развития теории теплового циклотронного радиоизлучения из активных областей на Солнце ( $S$  — компоненты солнечного радиоизлучения) [8, 9]. Однако для теории циклотронного излучения Her X-1, а также двойной системы 4U 0115+63, в рентгеновском излучении которой также недавно обнаружена спектральная особенность на 20 кэВ [10], имеющихся формул недостаточно по трем причинам.

Во-первых, сильные магнитные поля  $\vec{B}_0$  вокруг нейтронной звезды-пульсара меняют свойства вакуума, вызывая его поляризацию и намагничение. Последнее приводит к изменению характера распространения электромагнитных волн в поляризованном вакууме — анизотропной «среде», свойства которой описываются тензором диэлектрической и магнитной проницаемости  $\epsilon_{\alpha\beta}$  и  $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$ . Тензор  $\epsilon_{\alpha\beta}$  и обратный тензор  $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$  имеют вид:

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) + 7a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}; \quad (1)$$

$$\mu_{\alpha\beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) - 4a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}, \quad (2)$$

где  $\delta_{\alpha\beta}$  — единичный тензор и параметр

$$a = \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}; \quad B_{кр} = \frac{\pi^2 c^3}{e\hbar} \quad (3)$$

( $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса покоя электрона,  $c$  — скорость света в неполяризованном вакууме). Величина  $B_{кр}$  в (3) соответствует магнитному полю, для которого  $\hbar\omega_{B_{кр}} = \hbar \frac{eB_{кр}}{mc} = mc^2$ . В численном выражении

$$a \simeq 5.16 \cdot 10^{-5} B_0^2 B_{кр}^{-2}; \quad B_{кр} \simeq 4.44 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad (3a)$$

Формулы (1), (2) справедливы при условии  $B_0 \ll B_{кр}$ , когда рождение пар в магнитном поле отсутствует.

Влияние сильного магнитного поля в вакууме на распространение электромагнитных волн было рассмотрено в важной работе Эдлера [11], опубликованной еще в 1971 г. Из этой работы и взяты приведенные выше выражения для  $\epsilon_{\alpha\beta}$  и  $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$ . Однако до последнего времени на нее не обращалось должного внимания и только в 1977 г. Новиком и др. [12] была подчеркнута роль поляризации вакуума в теории рентгеновского излучения нейтронных звезд.

Второе обстоятельство, которое должно учитываться в теории циклотронного излучения рентгеновских источников, — это тепловое движение частиц (электронов) в плазме. Распространение электромагнитных волн в плазме, помещенной в поляризованном вакууме, начало обсуждаться еще в работе [11]; затем оно было продолжено в [13—17]. Однако тепловое движение в плазме не принималось во внимание, хотя известно (см., например, [6, 7]), что на частотах  $\omega \simeq \omega_B$  без учета теплового движения нельзя получить корректные выражения для показателей преломления, коэффициентов поляризации и коэффициентов циклотронного поглоще-

ния электромагнитных волн. Сказанное в особенности относится к разреженной плазме, в которой справедливо неравенство

$$\omega_L^2 / \omega^2 \beta_T \ll 1 \quad (4)$$

( $\omega_L = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$  — ленгмюровская частота плазмы с концентрацией  $N$  и массой электронов  $m$ ;  $\omega$  — частота волны и  $\beta_T = v_T/c$  — отношение средней тепловой скорости электронов  $v_T = \sqrt{\chi T/m}$  к скорости света  $c$ ). Однако есть все основания ожидать, что именно такая плазма находится в источниках рентгеновского излучения, локализованных близ нейтронных звезд. Действительно, на частотах  $\omega \sim 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$ , соответствующих мягким рентгеновским квантам с энергией  $\hbar\omega \sim 1 \text{ кэВ}$ , неравенство (4) выполняется в плазме с концентрацией  $N \ll 10^{26} \text{ эл. см}^{-3}$  (для  $\beta_T \sim 0.14$ , что отвечает кинетической температуре  $T \sim 10^8 \text{ К}$  и тепловой энергии частиц  $\chi T \sim 10 \text{ кэВ}$ ). Судя по оценкам аккреции на нейтронную звезду в Her X-1, в источнике излучения  $N \sim 10^{22} \text{ эл. см}^{-3}$  [18]; оценки по наблюдаемой мощности рентгеновского излучения дают еще более низкие значения  $N$  [23].

И, наконец, третье обстоятельство — необходимость учета квантового характера движения и излучения частиц в плазме при условии  $\hbar\omega_B \gtrsim \chi T$ . В источнике циклотронного излучения, соответствующего линии\*  $\hbar\omega_B \sim 58 \text{ кэВ}$ , это условие имеет место, если тепловая энергия излучающих частиц  $\chi T \lesssim 58 \text{ кэВ}$ . Такие энергии частиц весьма вероятны; поэтому следует ожидать, что квантовый характер движения и циклотронного излучения электронов скажется на величине циклотронного излучения и поглощения в рентгеновских источниках, связанных с нейтронными звездами. Вместе с тем вполне возможны и такие условия (или такие диапазоны рентгеновских частот), когда  $\hbar\omega_B \ll \chi T$ ; в этом случае движение и излучение частиц в плазме вполне допускает классическую трактовку. Именно такой случай обсуждается в настоящей статье (и в недавно опубликованной работе [24] — прим. при корректуре); вариант  $\hbar\omega_B \gtrsim \chi T$  исследован в другой статье [19].

2. Классическую нерелятивистскую плазму, помещенную в сильное магнитное поле, будем описывать с помощью тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{п.а.}}$ , найденного в кинетическом приближении. Последний в случае максвелловского распределения электронов по скоростям имеет довольно сложный вид (см. формулу (4.95) в [7]\*\*).

\* При наших ориентировочных оценках для простоты не учитывается изменение энергии рентгеновских квантов из-за красного смещения в гравитационном поле нейтронной звезды.

\*\* В этой формуле содержится ошибка — отсутствует минус перед знаком суммы в элементах тензора  $\epsilon_{xy}, \epsilon_{yx}, \epsilon_{yz}, \epsilon_{zy}$ .

В условиях, когда  $B_0^2 \ll B_{кр}^2$  и выполнено неравенство (4), показатели преломления нормальных волн в системе «разреженная плазма + поляризованный вакуум» близки к единице. Поэтому на частотах  $\omega \simeq \omega_B$  входящий в тензор  $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$  параметр  $\lambda = (k^2 v_T^2 / \omega_B^2) \sin^2 \alpha$  (где  $\alpha$  — угол между волновым вектором  $\vec{k}$  и магнитным полем  $\vec{B}_0$ ) равен  $\beta_T^2 \sin^2 \alpha$  и, следовательно, мал по сравнению с единицей. Разлагая в  $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$  модифицированные функции Бесселя и их производные в ряд по  $\lambda$  и ограничиваясь первыми членами, получим, что на частотах  $\omega \simeq \omega_B$  тензор диэлектрической проницаемости нерелятивистской разреженной плазмы  $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$  имеет вид\*):

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 + ib; \quad \epsilon_{zz} = 1; \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = b; \\ \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В (5) величина

$$b = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_L^2 W(Z)}{\omega_{pe}^2 \beta_T |\cos \alpha|}, \quad (6)$$

где  $W$  — интеграл вероятностей от комплексного аргумента (функция Крампа):

$$\begin{aligned} W = \left( 1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-\xi^2} d\xi \right) e^{-Z^2}; \\ Z = \frac{\omega - \omega_B}{\sqrt{2} \beta_T \omega |\cos \alpha|}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку при малых значениях аргумента  $Z$  величина  $|W| \lesssim 1$ , ясно, что при условии (4) разность  $|\epsilon_{\alpha\beta}^{на} - \delta_{\alpha\beta}| \ll 1$ . Подчеркнем, что при переходе к (5) в тензоре  $\epsilon_{\alpha\beta}^{на}$  пренебрегли членами порядка  $|b| \beta_T \sim \omega_L^2 / \omega^2$  и более высокого порядка по  $\beta_T$  по сравнению с членами порядка  $|b| \ll 1$ .

Тензор (5) записан в системе координат  $x, y, z$ , изображенной на рис. 1. Тензоры  $\epsilon_{\alpha\beta}$  и  $\mu_{\alpha\beta}^{-1}$  (1), (2), описывающие поляризованный вакуум, в этой системе принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 - 2a; \quad \epsilon_{zz} = 1 + 5a; \\ \mu_{xx}^{-1} = \mu_{yy}^{-1} = 1 - 2a; \quad \mu_{zz}^{-1} = 1 - 6a; \end{aligned} \quad (8)$$

остальные элементы равны нулю.

\* Тензор  $\epsilon_{\alpha\beta}$  в разреженной плазме (5) приведен, например, в [20] (с опечатками).

Рассмотрим теперь нормальные волны в однородной системе, состоящей из поляризованного вакуума и разреженной плазмы. При этом исходим из уравнений Максвелла для  $\vec{E}, \vec{B} \propto e^{-i\omega t}$ :

$$\begin{aligned} \text{rot}(\hat{\mu}^{-1}\vec{B}) &= -i\frac{\omega}{c}(\hat{\epsilon} + \hat{\epsilon}^{\text{пл}} - \hat{\delta})\vec{E}; \\ \text{rot}\vec{E} &= \frac{i\omega}{c}\vec{B}. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь через  $\hat{\mu}^{-1}, \hat{\epsilon}, \hat{\epsilon}^{\text{пл}}, \hat{\delta}$  обозначены операторы, имеющие следующий смысл:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} &\rightarrow \epsilon_{\alpha\beta}E_{\beta}; & \hat{\epsilon}^{\text{пл}} &\rightarrow \epsilon_{\alpha\beta}^{\text{пл}}E_{\beta}; \\ \hat{\mu}^{-1} &\rightarrow \mu_{\alpha\beta}^{-1}B_{\beta}; & \hat{\delta} &\rightarrow \delta_{\alpha\beta}E_{\beta} \end{aligned} \tag{10}$$

(по одинаковым индексам предполагается суммирование). Для волн  $e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$  уравнения (9) после исключения поля  $\vec{B}$  сведутся к виду:

$$[\vec{k} \times \hat{\mu}^{-1}[\vec{k}\vec{E}]] = -\frac{\omega^2}{c^2}(\hat{\epsilon} + \hat{\epsilon}^{\text{пл}} - \hat{\delta})\vec{E}. \tag{11}$$

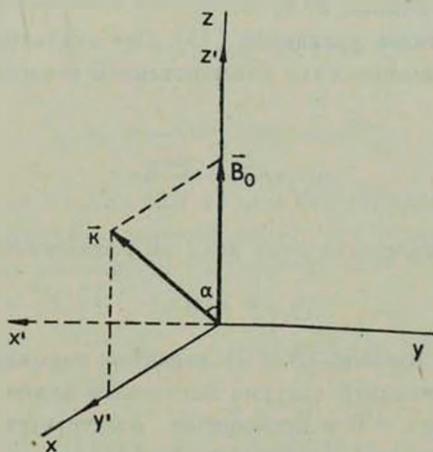


Рис. 1.

В проекциях по координатным осям  $x, y, z$  на рис. 1 и с учетом выражений (5), (8) это векторное уравнение запишется как система трех линейных однородных уравнений:

$$\begin{aligned}
 E_x \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} ib + (1 - 2a) \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \cos^2 \alpha \right) \right\} + E_y \frac{\omega^2}{c^2} b + \\
 + E_z (1 - 2a) k^2 \sin \alpha \cos \alpha = 0; \\
 E_x \frac{\omega^2}{c^2} b + E_y \left\{ (1 - 6a) k^2 \sin^2 \alpha + (1 - 2a) k^2 \cos^2 \alpha - \right. \\
 \left. - \frac{\omega^2}{c^2} (1 - 2a + ib) \right\} = 0;
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$E_x (1 - 2a) k^2 \sin \alpha \cos \alpha + E_z \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} (1 + 5a) - k^2 \sin^2 \alpha (1 - 2a) \right\} = 0.$$

Приравнявая нулю определитель этой системы, получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned}
 4\eta^2 - 2\eta \frac{\omega}{c} \{ ib(1 + \cos^2 \alpha) + 11a \sin^2 \alpha \} + \\
 + \frac{\omega^2}{c^2} \sin^2 \alpha \{ iba(7 + 4 \cos^2 \alpha) + 28a^2 \sin^2 \alpha \} = 0,
 \end{aligned} \tag{13}$$

где введено обозначение  $\eta = k - \omega/c$ .

При переходе к (13) пренебрегли членами более высокого, чем второй, порядка малости по величинам  $a$ ,  $b$ ,  $\eta$ .

Решение квадратного уравнения (13) дает значения показателей преломления двух нормальных волн (обыкновенной и необыкновенной) в исследуемой системе

$$n_{1,2} = 1 + \frac{c}{\omega} \operatorname{Re} \eta \tag{14}$$

и коэффициентов поглощения этих волн по интенсивности

$$k_{1,2} = 2 \operatorname{Im} \eta. \tag{15}$$

3. В отсутствие плазмы ( $b = 0$ ) характер нормальных волн определяется только поляризацией вакуума магнитным полем. В этом случае из (13) следует, что  $\operatorname{Im} \eta = 0$  и поглощение отсутствует; показатели преломления  $n_{1,2} = kc/\omega$  равны соответственно [11]

$$n_1 = 1 + \frac{7}{2} a \sin^2 \alpha; \quad n_2 = 1 + 2a \sin^2 \alpha. \tag{16}$$

О поляризации волн можно судить с помощью уравнений (12). При  $b = 0$  первое и третье уравнения содержат компоненты  $E_x$ ,  $E_z$ ; второе из этих

уравнений содержит только поле  $E_y$ . Последнее означает, что одна из нормальных волн имеет только компонент  $E_y$  (это волна  $n_2$ , для которой выражение в фигурных скобках второго уравнения обращается в нуль); другая нормальная волна  $n_1$  имеет компоненты  $E_x$  и  $E_z$ . Их отношение  $E_x/E_z$  легко найти, например, из первого уравнения; с учетом малости параметра  $a \ll 1$  оно равно  $(-\operatorname{ctg} \alpha)$ . Из рис. 1 ясно, что такое отношение компонентов имеет вектор  $\vec{E}$ , лежащий в плоскости  $xz$  и направленный под прямым углом к вектору  $k$ . Отметим, что в соответствии с терминологией, принятой для волн в анизотропных одноосных средах, линейно поляризованная волна 1 называется необыкновенной, а линейно поляризованная волна 2—обыкновенной волной.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из поляризованного вакуума и весьма разреженной плазмы, концентрация которой наряду с критерием (4) удовлетворяет также неравенству

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2 \beta_T} \ll \frac{1}{45 \pi} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}. \quad (17)$$

На нейтронной звезде с магнитным полем  $B_0 \sim 0.1 B_{кр}$  это неравенство удовлетворяется при концентрациях плазмы  $N \ll 5 \cdot 10^{19}$  эл. см $^{-3}$  (для  $\beta_T \approx 0.14$  и  $\omega \approx 1.5 \cdot 10^{18}$  с $^{-1}$ ). При условии (17) величина  $|b| \ll a$  и решение дисперсионного уравнения (13) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\omega}{2c} (7a \sin^2 \alpha + ib \cos^2 \alpha); \\ \eta_2 &= \frac{\omega}{2c} (4a \sin^2 \alpha + ib). \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда следует, что с точностью до величин порядка  $b/a$  показатели преломления линейно поляризованных волн  $n_{1,2}$ , по-прежнему совпадают с (16), но появляется поглощение на гирочастоте  $\omega \approx \omega_B$ , характеризуемое коэффициентами  $\mu_{1,2}$  (15):

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2 |\cos \alpha|}{\omega^2 \beta_T} e^{-Z^1}; \\ \mu_2 &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

4. Далее, при условии, обратном (17), когда параметр  $|b| \gg a$ , вкладом поляризованного вакуума можно пренебречь; характер поляризации поглощения нормальных волн в этом случае (а также при малых значениях  $\sin^2 \alpha$ ) полностью определяется плазмой. Решение дисперсионного уравнения (13) при  $a = 0$  имеет вид:

$$\gamma_1 = i \frac{\omega}{2c} b (1 + \cos^2 \alpha); \quad \gamma_2 = 0. \quad (20)$$

Отсюда следует, что для необыкновенной волны [20, 21]:

$$n_1 = 1 - \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\omega_L^2 (1 + \cos^2 \alpha)}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2} \int_0^Z e^{\xi^2} d\xi; \quad (21)$$

$$\mu_1 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega}{c} \frac{\omega_L^2 (1 + \cos^2 \alpha)}{\omega^2 \beta_T |\cos \alpha|} e^{-Z^2}. \quad (22)$$

Для обыкновенной волны в принятом приближении  $n_2 = 1$  и  $\mu_2 = 0$ . Однако при получении тензора  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$  (5) пренебрегли членами порядка  $b\beta_T$  и выше. Поэтому отличие  $n_2$  от единицы составит величину порядка  $b\beta_T \sim \omega_L^2/\omega^2$ . Если удержать в тензоре  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$  члены порядка  $b\beta_T$ , можно убедиться, что в области гирорезонанса  $\omega \simeq \omega_B$

$$n_2^2 = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2 (1 + \cos^2 \alpha)}, \quad (23)$$

что совпадает с соответствующим значением  $n_2^2$  в холодной плазме. Как будет показано ниже, коэффициент поглощения обыкновенных волн в  $\beta_T^{-2}$  раз меньше, чем необыкновенных:

$$\mu_2 \propto |b| \beta_T^2 \sim \omega_L^2 \beta_T / \omega^2.$$

Характер поляризации обыкновенных и необыкновенных волн в этом случае снова определяется из системы (12):

$$\frac{E_x}{E_y} = -i \cos^2 \alpha; \quad \frac{E_x}{E_y} = i \sin \alpha \cos \alpha \quad (24a)$$

для необыкновенных волн и

$$\frac{E_x}{E_y} = i; \quad \frac{E_x}{E_y} = -i \operatorname{tg} \alpha \quad (24b)$$

для обыкновенных волн. Отношения компонентов электрического поля в нормальных волнах содержат также члены порядка  $\omega_L^2/\omega^2 b \sim \beta_T$ , которыми в (24) пренебрегли.

5. Коэффициент поглощения обыкновенных волн на гирочастоте  $\omega \simeq \omega_B$  в плазме без учета поляризации вакуума можно найти, удержав в тензоре  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n_A}$  члены более высокого порядка малости по степе-

ням  $\beta_T$  (включая члены порядка  $b\beta_T^2 \sim \omega_L^2 \beta_T / \omega^2$ ) и получив более точное дисперсионное уравнение. Однако эта операция весьма громоздка, поэтому удобнее определить величину  $\mu_2$  из общего выражения для коэффициента циклотронного поглощения в классической нерелятивистской плазме, полученного с помощью закона Кирхгофа (см. подробнее п. 26 в [6]). Согласно [5, 6], коэффициент поглощения  $j$ -ой нормальной волны на  $s$ -ой гармонике гирочастоты

$$\mu_{j,s} = B_{j,s} \cdot \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \beta_T^{2s-3} \exp(-Z^2);$$

$$B_{j,s} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \gamma_j^2 \left[ 1 + \alpha_j + \beta_j \left( 1 - s \frac{\omega_B}{\omega} \right) \operatorname{tg} \alpha \right]^2 \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|}; \quad (25)$$

$$Z_s = \frac{\omega - s\omega_B}{\sqrt{2} \omega \beta_T \cos \alpha}.$$

При переходе от формул (26.109)–(26.111) в [6] к выражениям (25) учтено, что в разреженной плазме  $n_j \simeq 1$  и  $\cos \theta \simeq 1$ , где  $\theta$  — угол между групповой и фазовыми скоростями. Параметры  $\gamma_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  в (25) определяются выражениями

$$\gamma_j^2 = (1 + K_j^2)^{-1}; \quad K_j = \alpha_j \cos \alpha - \beta_j \sin \alpha; \quad i\alpha_j = E_{y'}/E_x; \quad i\beta_j = E_{z'}/E_x; \quad (26)$$

компоненты  $E_{x'}$ ,  $E_{y'}$ ,  $E_{z'}$  указаны в системе  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ , повернутой относительно оси  $z = z'$  на угол  $\pi/2$  (см. рис. 1). Из рисунка ясно, что  $E_{y'} = E_x$ ;  $E_{x'} = -E_y$ ;  $E_{z'} = E_z$  и следовательно,

$$\gamma_j = iE_x/E_y; \quad \beta_j = iE_z/E_y. \quad (27)$$

Нетрудно убедиться, что  $iK_j$  характеризует отношение компонентов поля волны в плоскости, ортогональной  $k$ .

Для необыкновенных волн близ гирочастоты ( $j = 1$ ;  $s = 1$ ) отношение компонентов поля (без учета поляризации вакуума) определяется формулами (24а). Из них следует, что  $\alpha_j = \cos^2 \alpha$ ;  $\beta_j = -\sin \alpha \cos \alpha$  и  $K_j = \cos \alpha$ . На частотах, близких к гирочастоте, можно пренебречь членами  $\beta_j (1 - \omega_B/\omega) \operatorname{tg} \alpha$  по сравнению с  $1 + \alpha_j$  в выражении для  $B_{j,s}$  (см. (25)). Учитывая это обстоятельство, убеждаемся, что  $\mu_{j,s}$  (25) при  $j = 1$ ,  $s = 1$  совпадает с коэффициентом поглощения  $\mu_1$  (22), полученным путем кинетического расчета.

Для обыкновенных волн ( $j = 2$ ) параметры  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  иные; с учетом членов порядка  $b\beta_T$  в тензоре  $\epsilon_{\alpha\beta}^{NA}$  они соответственно равны

$$\alpha_j = -1 + i \frac{\omega_L^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}{2\omega^2 b (1 + \cos^2 \alpha)} [1 + 2 \cos^2 \alpha + i \sqrt{\pi} (1 + \cos^2 \alpha) ZW];$$

$$\beta_j = -\alpha_j \operatorname{tg} \alpha; \quad K_j = \alpha_j \cos^{-1} \alpha. \quad (28)$$

В этом случае величина  $1 + \alpha_j$  в формуле для  $B_{js}$  (25) — порядка  $\beta_j (1 - \omega_B/\omega) \operatorname{tg} \alpha$  и поэтому последним членом пренебречь нельзя (в отличие от необыкновенных волн, см. выше). Кроме того, поляризационные параметры  $\alpha_j, \beta_j$  здесь комплексные; при этом от выражения, заключенного в квадратные скобки в  $B_{js}$  (25), следует взять реальную часть. Принимая во внимание указанные обстоятельства и полагая в (25)  $s = 1$ , получаем следующий коэффициент циклотронного поглощения обыкновенных волн в плазме без учета поляризации вакуума:

$$\mu_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T \frac{\sin^4 \alpha \cos^4 \alpha (3 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^2}{|W|^2 |\cos \alpha| (1 + \cos^2 \alpha)^3} e^{-2\alpha}. \quad (29)$$

Эта формула, найденная с помощью закона Кирхгофа, была получена также в результате кинетического расчета, основанного на тензоре  $\varepsilon_{ij}^{(1)}$ , в котором удержаны члены порядка  $b\beta_T^2$ .

Сопоставляя (22) и (29), мы видим, что в области  $|Z| \lesssim 1$  коэффициент поглощения обыкновенных волн  $\mu_2 \sim \mu_1 \beta_T^2$ . Слабость поглощения обыкновенных волн по сравнению с поглощением необыкновенных волн в разреженной плазме объясняется характером поляризации нормальных волн: в приближении (24) поляризация необыкновенных волн совпадает, а обыкновенных волн противоположна поляризации циклотронного излучения электрона в пустоте, движущегося по окружности с частотой  $\omega_B$ . Такой электрон излучает только необыкновенные волны; слабое излучение и поглощение обыкновенной компоненты появляется только благодаря присутствию в плазме электронов, движущихся с тепловой скоростью  $\sim v_T$ . Ситуация меняется при переходе к плотной плазме, где нормальные волны существенно отличаются от поперечных: в случае, противоположном (4), эффект депрессии циклотронного излучения близ гирочастоты реализуется для волн обоих типов (см. подробнее [7] § 10).

6. Выше обсуждалось циклотронное поглощение на частотах, близких к гирочастоте. Однако с помощью формул (25) нетрудно найти и величину циклотронного поглощения на гармониках гирочастоты ( $s \geq 2$ ) для нормальных волн с известным характером поляризации. Так в случае, когда поляризация волн определяется поляризованным вакуумом (т. е. тензорами (1), (2)), для необыкновенной компоненты  $n_1$

$$E_y = 0; \quad E_x/E_z = -\operatorname{ctg} \alpha, \quad (30)$$

а для обыкновенной компоненты  $n_2$

$$E_y \neq 0; \quad E_x = E_z = 0 \quad (31)$$

(см. выше раздел 3). Тогда для волны  $n_1$  параметры  $\alpha_j$  и  $\beta_j$  (27) бесконечно велики, а их отношение  $\alpha_j/\beta_j = E_x/E_z = -\operatorname{ctg} \alpha$ . Из (25), (26) следует, что

$$\mu_{1s} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T^{2s-3} |\cos \alpha| \sin^{2s-2} \alpha \exp(-Z_s^2)}. \quad (32)$$

Эта формула справедлива и для  $s = 1$  ( $\omega \simeq \omega_B$ ), где она совпадает с выражением для коэффициента поглощения  $\mu_1$  (19), полученным путем кинетического расчета. Соответственно для волны  $n_2$  параметры  $\alpha_j$  и  $\beta_j$  обращаются в нуль; с учетом этого обстоятельства

$$\mu_{2s} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \beta_T^{2s-3} \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} e^{-Z_s^2}}. \quad (33)$$

при  $s = 1$  полученное выражение переходит в формулу  $\mu_2$  (19).

Условием справедливости формул (32), (33) на первой гармонике  $s = 1$  по-прежнему служит неравенство (17). Однако на более высоких частотах  $s \geq 2$  критерий несколько другой:

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2} \ll \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{hc} \frac{B_0^2}{B_{кр}^2}. \quad (34)$$

Это связано с тем, что тепловые поправки к тензору  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$  в плазме вдали от гирочастоты  $\omega_B$  малы и вид  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$  определяется хорошо известными выражениями для „холодной“ плазмы (см., например, формулы (4.64), (4.65) в [7]). Из них следует, что разность  $|\epsilon_{\alpha\beta}^{n1} - \delta_{\alpha\beta}| \sim \sim \omega_L^2/\omega^2$ . Требование малости этих величин по сравнению с параметром  $\alpha$  (3), фигурирующим в выражении для тензоров (1), (2) поляризованного вакуума, и приводит нас к неравенству (34).

Если роль поляризации вакуума незначительна (т. е. выполнено условие, противоположное (34)), то поглощение в достаточно разреженной плазме  $\omega_L^2/\omega^2 \ll 1$  на гармониках гирочастоты  $s > 2$  снова можно найти, исходя из формул (25). Однако теперь поляризационные коэффициенты  $K_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  будут другими: они определяются тензором  $\epsilon_{\alpha\beta}^{n1}$  „холодной“ плазмы и имеют следующий вид (см. [7] § 5):

$$K_j = \frac{2\sqrt{u} \cos \alpha}{u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u \cos^2 \alpha}}; \quad \alpha_j = K_j \cos \alpha; \quad \beta_j = K_j \sin \alpha.$$

Здесь  $n = \omega_B^2/\omega^2$ ;  $v = \omega_L^2/\omega^2$ ; знак „плюс“ относится к необыкновенной, знак „минус“ — к обыкновенной волне. После подстановки этих величин в (25) получаем [7]:

$$\mu_{j\alpha} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{s^{2s}}{2^{s!}} \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \rho_T^{2s-3} \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} \frac{(1 + K_j \cos \alpha)^2}{1 + K_j^2} e^{-Z_s^2}. \quad (35)$$

При переходе от (25) к (35) пренебрегли слагаемым  $\beta_j \left(1 - s \frac{\omega_B}{\omega}\right) \operatorname{tg} \alpha$ , величина которого мала по сравнению с  $1 + \alpha$ , в окрестности линий поглощения  $\omega \simeq s\omega_B$ .

7. В заключение обсудим вопрос о пределах применимости приведенных выше выражений для  $n$ , и  $\mu_j$  в разреженной плазме. Описание электродинамических свойств плазмы посредством тензора  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{0A}$ , полученного в результате макроскопического усреднения вклада частиц в плотность тока и заряда по объему  $\Delta V \ll \lambda^3$ , справедливо при

$$N\lambda^3 \gg 1, \quad (36)$$

т. е. при условии малости среднего расстояния между соседними частицами по сравнению с приведенной длиной волны  $\lambda = \lambda/2\pi$ . Критерий (36) относится и к расчету циклотронного поглощения с помощью закона Кирхгофа: такой расчет основан на заранее известной поляризации нормальных волн в среде. Эта поляризация обычно отыскивается путем решения уравнений поля с тензором  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{0A}$ , применимость которого ограничена неравенством (36).

В рентгеновском диапазоне для энергии  $\varepsilon \approx 1 \div 100$  кэВ на квант критерий (36) выполнен только в плазме с концентрацией  $N \gg (\varepsilon/\hbar c)^3 \sim 10^{23} \div 10^{26}$  эл·см<sup>-3</sup>. Однако в окрестности нейтронных звезд даже при сильной аккреции вполне возможны более низкие значения плотности. Поэтому проблема применимости обычного подхода к расчету поглощения в рентгеновских источниках становится особенно серьезной, хотя в наиболее важном случае, когда поляризация нормальных волн и их показатель преломления определяются намагниченным вакуумом, а плазма вносит только слабое поглощение, критерий (36) не ограничивает область применимости полученных выше результатов. Существование общей проблемы нормальных волн в разреженной плазме с  $N\lambda^3 \ll 1$  было подчеркнуто ранее в работе [22], но вопрос до сих пор остается не вполне ясным. В настоящее время в связи с теорией рентгеновских источников он приобретает особое значение.

Автор благодарен Г. Г. Павлову и Е. В. Суворову за замечания, В. Е. Шапошникову — за помощь при кинетическом расчете формулы (29).

Институт прикладной  
физики АН СССР,  
г. Горький

## CYCLOTRON ABSORPTION OF X-RAYS OF CLASSICAL PLASMA IN STRONG MAGNETIC FIELDS OF NEUTRON STARS

V. V. ZHELEZNYAKOV

The cyclotron absorption of electromagnetic waves in equilibrium classical plasma, placed in a strong magnetic field has been considered on the basis of kinetic equation and with the help of Kirchhoff's law. The effect of vacuum polarization by the magnetic field on the character of polarization of ordinary and extraordinary waves and on cyclotron absorption coefficients of these waves by plasma has been studied. The results obtained are of interest for the theory of X-ray sources connected with neutron stars in binary systems and primarily for the theory of X-ray lines in the Her X-1 spectrum.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, B. Sacco, E. Kendziorra, R. Staubert, Proc. VIII Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1977.
2. Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 36, 379, 1974.
3. К. Н. Степанов, ЖЭТФ, 35, 283, 1958.
4. Б. Н. Гершман, ЖЭТФ, 38, 912, 1960.
5. В. В. Железняков, Радиофизика, 7, 67, 1964.
6. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, Наука, М., 1964.
7. В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, Наука, М., 1977.
8. В. В. Железняков, Астрон. ж., 39, 5, 1962; 40, 829, 1963.
9. T. Kakinuma, G. Swarup, Ap. J., 136, 975, 1962.
10. W. Wheaton et al., IAU Circ. 3238, 1978.
11. S. L. Adler, Ann. Physics, N. Y., 67, 599, 1971.
12. R. Novick, M. C. Wetsskopf, J. R. P. Angel, P. G. Sutherland, Ap. J., Lett. 215, L 117, 1977.
13. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Письма ЖЭТФ, 27, 325, 1978.
14. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Письма АЖ, 4, 214, 1978.
15. G. A. Chanan, R. Novick, E. H. Silver, Ap. J., 228, L71, 1979.
16. P. Mészáros, J. Ventura, Препринт, 1978.

17. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, ЖЭТФ, 76, 1457, 1979.
18. Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 25, 233, 1973.
19. D. B. Melrose, V. V. Zheleznyakov, Astron. Astrophys., (в печати).
20. Электродинамика плазмы, ред. А. И. Ахиезера, Наука, М., 1974, стр. 220.
21. В. И. Пахомов, В. Ф. Алексин, К. Н. Степанов, ЖТФ, 31, 1170, 1961.
22. V. V. Zheleznyakov, E. V. Suvorov, Astrophys. Space Sci., 15, 3, 1972.
23. В. В. Железняков, Письма АЖ (в печати).
24. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Ю. Н. Гнедин, Письма ЖЭТФ, 30, 137, 1979.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 524.6—85

### ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ЗА ФРОНТАМИ МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

А. С. ЗЕНЦОВА, В. А. УРПИН

Поступила 18 июня 1979

Пересмотрена 3 декабря 1979

В работе исследуются плазменные процессы, которые могут происходить за фронтами ударных волн, соответствующих массивным протоскоплениям ( $M > 3 \cdot 10^{14} M_{\odot}$ ). Показано, что электронная теплопроводность будет существенно влиять на ход температуры за фронтами. Эволюция магнитного поля в таких протоскоплениях определяется в основном термоэффектами, а не гидродинамическими движениями. Рассмотрено развитие термомангнитной неустойчивости в плазме протоскоплений. Показано, что она может приводить к быстрой фрагментации протоскоплений на протогалактики. При этом образующиеся протогалактики будут обладать как вращательным моментом, так и затравочным магнитным полем.

1. *Введение.* В картине формирования галактик и скоплений галактик, разрабатываемой в последние годы (см., например, [1—2]), ключевая роль принадлежит сверхзвуковым движениям метагалактической среды. Они возникают в расширяющейся горячей Вселенной благодаря усилению гравитационной неустойчивостью первоначальных слабых возмущений и охватывают массы вещества, сравнимые с массами самых крупных космических структур. В соответствующих пространственных масштабах рано или поздно неизбежно формируются ударные волны, которые сжимают эти массы газа и «отключают» их от общего космологического расширения. Вместе со сжатием происходит и разогрев газа, причем для достаточно больших масс [3]

$$M > M_i \approx 3 \cdot 10^9 \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{\odot} \quad (1)$$

его температура превышает значение  $T_i \approx 10^4$  К, при котором становит-

ся возможной столкновительная ионизация. В формуле (1)  $\Omega$  — космологический параметр плотности (по-видимому,  $0.07 < \Omega < 0.3$ ),  $z$  — красное смещение в эпоху формирования ударных волн (скорее всего, эта величина заключена в довольно узком интервале  $10 > z > 3$  [3]).

Для масс галактик и скоплений, как видно из формулы (1), ударные волны оказываются ионизирующими и за их фронтами возможно развитие специфических плазменных процессов. В настоящей работе исследуются некоторые процессы, протекающие в условиях высоких температур (до  $10^7 \div 10^8$  К), малых плотностей ( $\sim 10^{-3} \div 10^{-5}$  см $^{-3}$ ) и гигантских пространственных масштабов ( $\sim 10^{23} \div 10^{25}$  см). Мы покажем, что при таких условиях плазменные эффекты могут быть существенным фактором эволюции протогалактик и протоскоплений.

2. *Плазменные параметры протогалактик и протоскоплений.* Пространственный масштаб возмущения, охватывающего массу вещества  $M$ , выражается через космологическую плотность вещества  $\rho(z) = 5 \cdot 10^{-30} \Omega (1+z)^3$  г/см $^3$ :

$$L(z, M) = (3M/4\pi\rho)^{1/3} \approx 5 \cdot 10^{25} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1} M_{15}^{1/3} \text{ см.} \quad (2)$$

Здесь  $M_{15} = M/10^{15} M_{\odot}$ , значение постоянной Хаббла принято равным 50 км/с · Мпс. Для „отключения“ от космологического расширения требуется, чтобы гидродинамическая скорость в возмущении данного масштаба  $L(z, M)$  сравнялась при данном красном смещении  $z$  с хаббловской скоростью регулярного космологического расширения:

$$V(z, M) \approx \frac{L}{\tau} \approx 2 \cdot 10^8 \Omega^{1/6} (1+z)^{1/2} M_{15}^{1/3} \text{ см/с} \approx V_{\text{Hubble}}. \quad (3)$$

В этой формуле  $\tau$  — возраст мира при красном смещении  $z$ :  $\tau \approx 3 \cdot 10^{17} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2}$  с [2]. Величина  $V(z, M)$  дает характерный масштаб для скорости любого возмущения с массой  $M$  на нелинейной стадии развития гравитационной неустойчивости. Возникновение и распространение по газу ударной волны — сложный нелинейный процесс, развивающийся по-разному в различных возмущениях. Однако для основной массы газа в каждом возмущении данного масштаба скорость натекания на фронт ударной волны близка к величине  $V(z, M)$ . В соответствии с этим можно оценить и характерную температуру газа за фронтом [2, 3]:

$$T_s \approx 0.1 \frac{m_p V^2}{k_B} \approx 5 \cdot 10^7 \Omega^{1/3} (1+z) M_{15}^{2/3} \text{ } ^\circ\text{К}, \quad (4)$$

$k_B$  — постоянная Больцмана,  $m_p$  — масса протона.

Ударные волны масштаба скоплений галактик являются адиабатическими при  $z < 10$  [4] и поэтому плотность за их фронтами

$$\rho_a = 4\varphi(z) = 2 \cdot 10^{-29} \Omega (1+z)^3 \text{ г/см}^3. \quad (5)$$

В масштабах галактик ударные волны изотермические [2]. Ниже мы будем интересоваться главным образом эволюцией сгущений масштаба протоскоплений, формируемых адиабатическими ударными волнами.

Оценим некоторые необходимые для дальнейшего плазменные параметры протоскоплений. Время «свободного пробега» электронов относительно кулоновских столкновений [5]

$$\begin{aligned} \tau_e &\approx \frac{3\sqrt{m_e} (k_B T)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} e^2 n \Lambda} \approx 6.6 \cdot 10^{12} \frac{T_8^{3/2}}{n_{-3}} \text{ секунд} \approx \\ &\approx 0.8 \cdot 10^{15} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{15} \text{ секунд}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $T_8 \approx T/10^8$  К,  $n_{-3}$  — концентрация частиц, отнесенная к  $10^{-3} \text{ см}^{-3}$  (плазму считаем чисто водородной),  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $\Lambda = 38 - 1.2 \lg n_{-3} - 2.3 \lg T_8$ . При рассматриваемых условиях  $\Lambda \approx 40$ , и в дальнейшем мы будем использовать это значение, пренебрегая слабой зависимостью  $\Lambda$  от  $n$  и  $T$ . Длина „свободного пробега“ электронов между последовательными кулоновскими столкновениями

$$l = \left( \frac{3k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \tau_e \approx 4.3 \cdot 10^{22} \frac{T_8^2}{n_{-3}} \text{ см} \approx 4 \cdot 10^{21} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1} M_{15}^{4/3} \text{ см}. \quad (7)$$

Характерное время остывания горячего газа из-за комптоновского взаимодействия с реликтовым излучением порядка [2]

$$t_c \approx \frac{m_e c}{\sigma_T a T_r^4} \approx 9 \cdot 10^{19} (1+z)^{-4} \text{ секунд}, \quad (8)$$

$a$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\sigma_T = 6.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  — томсоновское сечение,  $T_r$  — температура реликтового излучения в эпоху  $z$ . Время высвечивания при свободно-свободных переходах в плазме [2]

$$t_{ff} \approx 3 \cdot 10^{18} T_8^{1/2} n_{-3}^{-1} \text{ секунд} \approx 2 \cdot 10^{20} \Omega^{-5/6} (1+z)^{-5/2} M_{15}^{1/3} \text{ секунд}. \quad (9)$$

В горячей плазме электронная теплопроводность может приводить к эффективному переносу тепла и оказывать существенное влияние на физические процессы в протоскоплениях. Характерное время «рассасывания» неоднородностей температуры с масштабом  $\lambda$

$$t_x(\lambda) \approx \frac{3k_B n \lambda^2}{4x} \approx 2.5 \cdot 10^{17} \lambda_{25}^2 T_8^{-5/2} \text{ секунд.} \quad (10)$$

где  $x \approx 3.16 nk_B^2 T_e / m_e \approx 4 \cdot 10^{13} T_8^{3/2}$  эрг/см $\cdot$ с $\cdot$ г — электронная теплопроводность полностью ионизованной плазмы (см., например, [5]),  $\lambda_{25} = \lambda / 10^{25}$  см. Неоднородности  $T$  с масштабом  $L$  будут эволюционировать за время

$$t_x(L) \approx \frac{3k_B n L^2}{4x} \approx 10^{17} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{15}^{-1} \text{ секунд.} \quad (11)$$

Длина свободного пробега электрона  $l$  меньше размера протоскопления  $L$  при  $M < M_p \approx 10^{10} M_\odot$ , т. е., по-видимому, для большинства протоскоплений. Поэтому для плазмы в таких объектах применимо гидродинамическое описание.

Сравним характерные времена  $t_c$ ,  $t_{ff}$ ,  $t_x(L)$ ,  $\tau$  и сделаем некоторые заключения об эффективности различных процессов в протоскоплениях. Как известно [2],  $t_c < \tau$  при  $z > z_c \approx 10 \Omega^{1/5}$  и на активной стадии космогонического процесса ( $z < z_c$ ) комптоновское охлаждение не играет существенной роли. Свободно-свободные переходы приводят к эффективному охлаждению, если  $t_{ff} < \tau$  или  $T_8^{1/2} < 0.1 n_{-3} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2}$  (но  $T > 5 \cdot 10^5$  К). По-видимому, они существенны лишь на начальной и конечной стадиях развития гравитационной неустойчивости с масштабом типичных протоскоплений. Процессы, связанные с электронной теплопроводностью, протекают быстрее, чем гравитационное сжатие протоскоплений (или развитие гравитационной неустойчивости в масштабах галактик), если  $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$ . Комптоновское охлаждение происходит медленнее, чем изменение температуры из-за теплопроводности при  $M_{15} > 10^{-3} \Omega^{-1/2} (1+z)^{5/2}$ . На активной стадии это неравенство выполняется с запасом, если  $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$ . Таким образом, масса  $M_{ch} \approx 3 \cdot 10^{11} M_\odot$  является в некотором смысле выделенной для протоскоплений. При  $M < M_{ch}$  самым быстрым процессом, по-видимому, является гравитационная неустойчивость. Для скоплений с  $M > M_{ch}$  наиболее быстрыми будут специфические плазменные процессы с характерными временами  $t_x(L)$  или меньше (например, термомагнитная неустойчивость, изученная в следующем разделе). В соответствии с этим, два разных типа протоскоплений могут разными способами фрагментировать на протогалактики. Возможно, что характеристики галактик в массивных и маломассивных протоскоплениях благодаря этому будут в среднем различны. Отметим также, что при изучении магнитогидродинамических явлений в протоскоплениях с  $M > M_{ch}$  совершенно не применимо понятие о вмороженности маг-

нитного поля (которое использовалось, например, в [6]), так как скорость дрейфа магнитного поля под действием градиента температуры  $v_T$  [5] ( $v_T \approx k_B T_e / m_e L \approx 10^8 \Omega^{1.6} (1+z)^{1.2} M_{15}^{4/3}$  см/с) в таких объектах превосходит скорость гидродинамических движений за фронтом ударной волны.

В ходе формирования протоскопления температура газа за фронтом сначала возрастает и достигает значения  $T_e$ , а после этого начинает убывать по мере исчерпания кинетической энергии исходного движения газа. При этом самые горячие слои газа остывают медленно, а более холодные — быстрее и по истечении времени  $\sim L/V$  возникает довольно неоднородное образование, в котором имеются разреженные горячие и плотные холодные слои (ср. [8, 9]). Охлаждение горячего газа происходит медленнее изменения гидродинамических характеристик движения (таких, как скорость натекания на фронт свежего газа и т. п.), но слои с массой  $M_u < M < M_c \approx 2 \cdot 10^7 \Omega^{5/2} (1+z)^{15/2} M_\odot$  успевают тем не менее заметно охладиться за время от эпохи формирования ударных волн до современной эпохи.

В массивных протоскоплениях (с  $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$ ) электронная теплопроводность плазмы также может оказывать существенное влияние на ход температуры за фронтом ударной волны, особенно в той части протоскоплений, где газ нагрет до высоких температур. Отметим, что значительные массы газа в самых крупных образованиях могут и до сих пор сохранять высокую температуру. Как известно, горячий газ в скоплениях галактик действительно обнаружен в последние годы по его рентгеновскому излучению [10, 11].

3. *Термомагнитная неустойчивость плазмы протоскоплений.* Рассмотрим, так называемую, термомагнитную неустойчивость [12], которая может развиваться за фронтами ударных волн масштаба протоскоплений. При ее развитии в масштабах, соответствующих по массе отдельным галактикам или группам галактик, происходит быстрое нарастание малых возмущений плотности  $\rho$ , температуры  $T$ , магнитного поля  $\vec{B}$ , скорости гидродинамических движений  $\vec{v}$ , причем наряду с  $\vec{v}$  растет и  $\nabla \times \vec{v}$ . Тем самым появляется возможность привлечь плазменные эффекты для объяснения происхождения галактик и их углового момента в рамках некоторой самосогласованной картины.

Для развития неустойчивости прежде всего необходимо наличие градиентов температуры и плотности [12]. Подобные неоднородности вполне могут встретиться в плазме протоскоплений (см. раздел 2). Развитие неустойчивости происходит следующим образом. Малые начальные возмущения температуры приводят к дрейфу электронов и, тем самым, к элек-

трическому току (так называемый, термоток). Этот ток будет возбуждать магнитное поле. Поле сильно влияет на электронный теплоперенос, приводя к появлению потока тепла, перпендикулярного  $\nabla T$  и самому полю  $\vec{V}$ . При определенных условиях этот поток может быть подстроен таким образом, что станет усиливать первоначальные возмущения температуры и приведет к неустойчивости.

При решении задачи следует пользоваться уравнениями магнитной гидродинамики полностью ионизованной плазмы, выведенными Брагинским [5]. Мы не будем выписывать эти уравнения в общем виде из-за их громоздкости. Нам они понадобятся лишь в некотором частном случае. Будем изучать поведение возмущений на линейной стадии, когда все гидродинамические величины можно представить как сумму невозмущенной величины (будем отмечать ее индексом «0») и малого возмущения (с индексом «1»). Будем считать для простоты, что невозмущенные величины зависят лишь от одной координаты  $z$ . Возмущения, как обычно, считаем пропорциональными  $\exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r})$ ,  $\vec{k}$  — волновой вектор,  $2\pi/|\vec{k}| = \lambda$  — длина волны,  $\lambda \ll L$ . Величину  $\omega$  найдем из дисперсионного уравнения. При  $\lambda \ll L$  можно не учитывать возмущений гравитационного потенциала, если термомагнитная неустойчивость развивается быстрее гравитационной. В этом случае можно также не учитывать регулярное движение плазмы за фронтом волны, т. е. считать  $v_0 = 0$ . Так как о наличии магнитного поля на активной стадии космогонического процесса не имеется ни каких-либо наблюдательных данных, ни достаточно обоснованных теоретических соображений, мы будем считать, что невозмущенное магнитное поле отсутствует:  $\vec{B}_0 = 0$ . Линеаризация уравнений движения, неразрывности и газового состояния выполняется элементарно:

$$i\omega v_1 = ikp_1/\rho_0, \quad (12)$$

$$i\omega \rho_1 = i\rho_0(k \cdot v_1), \quad (13)$$

$$\frac{p_1}{\rho_0} = \frac{p_1}{\rho_0} + \frac{T_1}{T_0}, \quad (14)$$

$p$  — давление. В уравнении движения мы пренебрегли вязкими натяжениями (что допустимо, если  $\lambda/L > (m_e/m_p)^{1/2}$ ; при  $\lambda > l$  это неравенство заведомо выполняется для  $M_{15} > 0.3$ ).

В уравнении индукции [5] можно пренебречь слагаемыми порядка  $B_1 c^2 / 4\pi \alpha l^2$ , описывающими джоулеву диссипацию магнитного поля ( $\sigma = e^2 n_e \tau_e / 0.51 m_e$  — проводимость плазмы), по сравнению со вкладом термотокков в генерацию магнитного поля (он порядка  $B_1 k_B T_0 \tau_e / m_e L^2$ ).

Это оправдано при  $(k_B T_0/m_e c^2) \omega_p^2 \tau_e^2 \gg (L/l)^2$ ,  $\omega_p = (4\pi e^2 n_e/m_e)^{1/2}$  — электронная плазменная частота; в плазме протоскоплений такое неравенство выполняется с большим запасом. В уравнении теплопереноса [5] можно пренебречь потоком тепла, переносимого ионами (это справедливо, когда ионы не замагничены), и потоком тепла, переносимого электрическими токами. Последнее справедливо при  $(k_B T_0/m_e c^2) \times \omega_p^2 \tau_e^2 \gg 1$ . Поток тепла в этих условиях будет определяться лишь теплопроводностью плазмы. В уравнении теплопереноса также можно пренебречь работой лоренцовой силы. Тогда линеаризованные уравнения индукции и теплопереноса можно привести к виду:

$$\left\{ i\omega + 0.81 \frac{k_B}{m_e} \left[ i\tau_e k_z \frac{dT_0}{dz} - \frac{d}{dz} \left( \tau_e \frac{dT_0}{dz} \right) \right] \right\} \vec{B}_1 \cdot (\vec{k} \times \vec{e}_z) =$$

$$= - \frac{icm_p}{2e\rho_0^2} (k^2 - k_z^2) \left( p_1 \frac{d\rho_0}{dz} - \rho_1 \frac{dp_0}{dz} \right), \quad (15)$$

$$\left\{ i\omega \rho_0 c_V + \chi_0 k^2 + 5i\chi_0 k_z \frac{d \ln T_0}{dz} \right\} T_1 -$$

$$- ip_0 (\vec{k} \cdot \vec{v}_1) = 1.82 i\chi_0 \frac{e\tau_e}{m_e c} \frac{dT_0}{dz} \vec{B}_1 \cdot (\vec{k} \times \vec{e}_z), \quad (16)$$

$c_V = 3k_B/m_e$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме. Приравняв нулю определитель системы (12)–(16), найдем  $\omega$ . Мы получим решение, считая, что  $\omega > kc_s = k(p_0/\rho_0)^{1/2}$ ,  $c_s$  — скорость звука (решив дисперсионное уравнение, мы убедимся, что такое соотношение выполняется в протоскоплениях). При этом условии корень, соответствующий термомагнитной неустойчивости, равен

$$i\omega = -0.81 ik_z \frac{k_B \tau_e}{m_e} \frac{dT_0}{dz} + \frac{k_B \tau_e}{m_e} \left\{ \left( 1.01 - 1.82 \frac{k_z^2}{k^2} \right) \frac{dT_0}{dz} \frac{d \ln \rho_0}{dz} + \right.$$

$$\left. + 1.22 \frac{dT_0}{dz} \frac{d \ln T_0}{dz} + 0.81 \frac{d^2 T_0}{dz^2} \right\}. \quad (17)$$

Нетрудно видеть, что  $|\omega/kc_s| \approx (m_p/m_e)^{1/2} (l/L) \approx 3M_{15} > 1$  при  $M_{15} > 1/3$  и допущение, сделанное нами при решении дисперсионного уравнения, выполняется. Характерное время роста неустойчивости  $t_0$  равно  $1/\text{Re } i\omega$ .

Чтобы с определенностью говорить о развитии неустойчивости, необходимо знать ход плотности и температуры за фронтом ударной волны. Расчеты этих величин (правда, для скоплений несколько меньшей массы, чем  $3 \cdot 10^{14} M_\odot$ ) производились в работе [9]. Авторы пришли к выводу, что  $\rho_0$  за фронтом изменяется несколько медленнее, чем  $T_0$  и  $p_0$ ,

т. е.  $d \ln \rho_0 / dz \approx -d \ln T_0 / dz$ . Можно ожидать, что подобный вывод будет справедлив и для скоплений с  $M > 3 \cdot 10^{14} M_{\odot}$ . Тогда условие роста возмущений с волновым вектором  $\vec{k}$  можно записать как

$$\left(0.21 + 1.82 \frac{k_z^2}{k^2}\right) \frac{dT_0}{dz} \cdot \frac{d \ln T_0}{dz} + 0.81 \frac{d^2 T_0}{dz^2} > 0.$$

Неустойчивость будет с необходимостью возникать, если

$$\left(\frac{dT_0}{dz}\right)^2 + 0.4 T_0 \frac{d^2 T_0}{dz^2} > 0. \quad (18)$$

Из результатов работы [9] видно, что за фронтом ударной волны есть области, где  $d^2 T_0 / dz^2 > 0$  и условие (18) будет выполняться. Поэтому термомагнитная неустойчивость будет обязательно развиваться в плазме протоскоплений. Поскольку при решении задачи мы использовали гидродинамическое приближение, то можно говорить о неустойчивости возмущений лишь с длиной волны  $\lambda > l$ , т. е.  $M > 5 \cdot 10^{11} M_{15}^4 M_{\odot}$ . Такие возмущения соответствуют галактикам или группам галактик.

Если масштабы изменения  $T_0$  и  $\rho_0$  порядка масштаба протоскопления, то  $t_0 \approx t_s(L)$ . Однако вполне возможно, что за фронтом ударной волны есть области, где  $\rho_0$  и  $T_0$  изменяются довольно резко (масштаб меньше  $L$ ). В этих областях неустойчивость может развиваться значительно быстрее, чем за время (11).

Возмущения будут нарастать согласно линейной теории до тех пор, пока они не станут порядка невозмущенных величин. После этого начинают играть роль различные нелинейные эффекты. Если  $\omega \gg kc_s$ , то нетрудно с помощью уравнений (12)–(16) оценить, что

$$\left| \frac{T_1}{T_0} \right| \approx \left| \frac{p_1}{p_0} \right| \approx \left| \frac{\omega^2}{k^2 c_s^2} \right| \left| \frac{\rho_1}{\rho_0} \right| \approx (3M_{15})^2 \left| \frac{\rho_1}{\rho_0} \right|,$$

и возмущение плотности в меньшей степени приводит к нелинейности (условие  $p_1 \sim p_0$  достигается раньше, чем  $\rho_1 \sim \rho_0$ ). Будем считать, что нарастание возмущений из-за термомагнитной неустойчивости заканчивается, когда  $p_1 \approx p_0$  (или  $T_1 \approx T_0$ ). Предположим, что при последующей эволюции протогалактик, образованных таким образом, их угловой момент  $J$  изменяется незначительно. Тогда мы можем оценить  $J$ .

По порядку величины угловой момент равен  $\mathfrak{M} \lambda^2 |\nabla \times \vec{v}_1|$ ,  $\mathfrak{M}$  — масса протогалактики,  $\lambda$  — длина волны возмущения, соответствующего протогалактике,  $\vec{v}_1$  — характерная скорость в масштабе  $\lambda$ . По определению

$\lambda = (3\mathfrak{M}/4\pi\rho_a)^{1/3} \approx 1.4 \cdot 10^{21} \mathfrak{M}_{11}^{1/3} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1}$  см,  $\mathfrak{M}_{11} = \mathfrak{M}/10^{11} M_\odot$ . Тогда

$J \approx 4 \cdot 10^{92} \mathfrak{M}_{11}^{5/3} \Omega^{-2/3} (1+z)^{-2} |\nabla \times \vec{v}_1|$  г·см<sup>2</sup>/с. Величину  $|\nabla \times \vec{v}_1|$  при  $\omega > kc_*$  мы можем оценить из уравнения (12) как

$$|\nabla \times \vec{v}_1| \sim \frac{c_*}{L} \left( \frac{kc_*}{\omega} \right) \left( \frac{p_1}{p_0} \right) \sim 3 \cdot 10^7 \Omega^{1/6} (1+z)^{1/2} M_{15}^{-2/3} L^{-1} \left( \frac{p_1}{p_0} \right).$$

Полагая  $p_1 \approx p_0$ , получим максимальную оценку для ротора скорости, появляющегося в результате развития неустойчивости. Подставив ее в  $J$ , получим

$$J \approx 2 \cdot 10^{71} \mathfrak{M}_{11}^{5/3} M_{15}^{-1} \Omega^{-1/6} (1+z)^{-1/2} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}. \quad (19)$$

Такая оценка момента неплохо согласуется с наблюдательными данными (см., например, [13]). Соотношение (19), кроме того, позволяет делать некоторые выводы о распределении момента между галактиками. Так, угловой момент галактик растет с увеличением их масс, причем  $J \propto \mathfrak{M}^{5/3}$ . Зависимость момента от массы галактик изучалась Хейдманом [14]. Он нашел из наблюдательных данных, что угловой момент приблизительно пропорционален  $\mathfrak{M}^{5/3}$ . Это хорошо совпадает с нашим результатом. Отметим также, что галактики в более массивных протоскоплениях в среднем должны иметь меньший угловой момент, чем галактики в менее массивных протоскоплениях. Для галактик одинаковой массы, но входящих в различные протоскопления, среднее отношение моментов обратно пропорционально отношению масс этих протоскоплений.

Итак, мы показали, что плазменные явления могут играть значительную роль при фрагментации вещества массивных протоскоплений. Неустойчивости, и в первую очередь, вероятно, термомагнитная неустойчивость, способны вести к возникновению вихревых движений нужного масштаба и интенсивности. Протогалактики-сгущения получают также затравочное магнитное поле, которое в дальнейшем может усиливаться, например, различными динамо-механизмами. Кроме того, протогалактики имеют более низкую температуру, чем окружающий их разреженный газ. Благодаря этому после выхода неустойчивости на нелинейный режим возможно дальнейшее сжатие протогалактик под действием гравитации.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Д. Чернину за постановку задачи и постоянную помощь в работе, а также Л. Э. Гуревичу, В. Н. Федоренко и Д. Г. Яковлеву за полезные обсуждения.

## PLASMA PROCESSES BEHIND METAGALACTIC SHOCK FRONTS

A. S. ZENTSOVA, V. A. URPIN

The plasma processes which can take place behind the shock fronts corresponding to massive protoclusters are investigated. It has been shown that the electron thermal conductivity essentially influences the temperature distribution behind the fronts. The evolution of the magnetic field in these protoclusters is mainly determined by thermal effects but not by hydrodynamical motions. The growth of the thermomagnetic instability in the plasma of the protocluster is considered. It has been shown that it can lead to rapid fragmentation of protoclusters into protogalaxies. In this case the formed protogalaxies will possess a rotational momentum as well as an initial magnetic field.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
2. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космогоню*, Наука, М., 1978.
3. A. D. Chernin, A. S. Silbergleit, *Astron. Astrophys.*, 69, 119, 1978.
4. А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 13, 69, 1977.
5. С. И. Брагинский, в сб. «Вопросы теории плазмы», ред. М. А. Леонтович, Госатомиздат, М., 1960.
6. I. Wasserman, *Ap. J.*, 224, 337, 1978.
7. A. D. Chernin, *Astrophys. Lett.*, 10, 125, 1972.
8. R. A. Syunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
9. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 549, 1973.
10. H. Gursky, E. Kellogg, S. Murray, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi, *Ap. J.*, 167, L181, 1971.
11. S. Lea, I. Silk, E. Kellogg, S. Murray, *Ap. J.*, 184, L105, 1973.
12. А. Э. Долгинов, В. А. Урпин, *ЖЭТФ*, 1979, (в печати).
13. K. Innanen, *Ap. J.*, 143, 150, 1966.
14. N. Heidman, *Astrophys. Lett.*, 3, 153, 1968.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

ОБЗОРЫ

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 9 января 1980

Представлены результаты детального исследования внегалактических радиоисточников.

В сороковых годах, на заре развития радиоастрономии, английскими и австралийскими радиоастрономами были открыты дискретные радиоисточники малых угловых размеров [1, 2]. Вскоре некоторые из них были отождествлены с галактиками, чем и было установлено существование нового класса внегалактических объектов, имеющих мощное радиоизлучение и названных радиогалактиками. На примере туманности Андромеды было показано также, что сравнительно слабым радиоизлучением обладают и обычные спиральные галактики [3]. Затем, благодаря более точному определению координат радиоисточников, были открыты квазары [4] — объекты, до сих пор поражающие воображение неимоверной мощностью своего излучения и малыми линейными размерами.

Открытие радиогалактик привело, в свою очередь, к открытию В. А. Амбарцумяном [5—7] явления активности ядер галактик, играющего, по всей видимости, важнейшую роль в деле формирования и эволюции галактик.

В последние годы применение, главным образом, синтезированных радиотелескопов и радиоинтерферометров со сверхдлинными базами с весьма высоким угловым разрешением, а также использование малощумящих радиоприемных устройств позволило получить очень интересные данные о радиоизлучательных свойствах радиогалактик, квазаров и нормаль-

ных галактик. Накопление таких данных и их всестороннее изучение могут помочь выяснению природы этих объектов.

Ниже приводится краткий обзор наблюдений внегалактических радиосточников, выполненных в последние годы.

1. *Структура радиогалактик и квазаров.* Еще в 1953 г. Р. Дженнисон и М. Дас Гупта [8] с помощью интерферометрических наблюдений с переменной базой показали, что один из наиболее ярких радиосточников неба, Лебедь-А, является двойным. Размеры компонентов оказались около 30—40", расстояние же между ними — около 1'.5. Почти в середине между компонентами находится галактика, отождествленная с этим радиосточником. Позднее, наблюдениями С. Миттона и М. Райла [9], выполненными на частоте 5 ГГц с помощью одномильного радиотелескопа, работающего по методу апертурного синтеза, было показано, что каждый компонент состоит из компактной области с высокой поверхностной яркостью и протяженных областей низкой поверхностной яркости, вытянутых по направлению к галактике. На частотах ниже 200 МГц протяженные области тянутся до самой галактики. Как было показано Г. Сварупом и др. [10], спектр перемички заметно более крутой, чем спектр всего радиосточника в целом.

После установления двойственности Лебедя-А было обнаружено [11, 12], что двойным является и самый яркий радиосточник южного неба, Центавр-А, отождествленный с эллиптической галактикой пекулярного вида с широкой и мощной полосой поглощения.

Как потом выяснилось, не было случайностью то, что два наиболее мощных радиосточника неба оказались двойными. Поздние наблюдения выявили, что двойную структуру имеют многие внегалактические радиосточники. Еще в 1968 г. Г. Макдоналдом и др. [13] было показано, что одиночные радиосточники составляют менее 15% всех исследованных радиосточников. Подавляющее большинство радиосточников (~ 80%) оказались двойными. Из сравнения структуры радиосточников на двух частотах (408 и 1407 МГц) следовало, к тому же, что лишь у небольшого числа радиосточников структура не меняется с частотой. Структура на более высокой частоте оказывается обычно более сложной. Неодинаковы спектры компонентов. Более далекий от отождествляемого оптического объекта компонент имеет, обычно, более крутой спектр. Перемички, соединяющие компоненты в двойных и сложных радиосточниках, как и в случае Лебедя-А, имеют обычно более крутые спектры. Плотности потоков компонентов около 45% радиосточников одинаковы с точностью до 25%. В случае же около 25% двойных радиосточников плотности потоков компонентов отличаются более, чем в два раза.

Согласно исследованию Э. Фомалонта [14], двойные радиисточники с приблизительно одинаковыми угловыми размерами составляют около 34% всех радиисточников. Между тем, двойные радиисточники с неодинаковыми размерами компонентов составляют всего около 13%. Сложные радиисточники, состоящие из трех и более компонентов, составляют около 27%. В некоторых сложных радиисточниках удается выделить два основных компонента, как в обычных двойных, с наличием, однако, ряда других структурных деталей. Вообще же сложный радиисточник состоит из трех или более компонентов близкой радиосветимости, расположенных не всегда вдоль одной прямой. По угловым размерам сложные радиисточники обычно больше двойных радиисточников. Простые радиисточники, состоящие из одного компонента, составляют всего 6%. Радиисточников типа ядро-гало около 20%. Размеры радиоядер меньше 1 кпс, и они совпадают по положению с центрами отождествляемых с ними галактик. Размеры гало порядка 50 кпс. Ярким представителем радиисточников типа ядро-гало является Дева-А (3С 274).

Более поздние наблюдения большого числа радиисточников с лучшим угловым разрешением ( $12'' \times 12'' \text{ cosec } \delta$  на частоте 2.7 ГГц и  $6.5 \times 6.5 \text{ cosec } \delta$  на частоте 5 ГГц), выполненные Н. Брансоном и др. [15], показали, что некоторые из радиисточников, неразрешенных ранее и казавшихся одиночными, оказались двойными, что некоторые из двойных радиисточников оказались состоящими из большего числа компонентов, что у некоторых радиисточников оказались большие иррегулярные оболочки.

Следует заметить, что двойными оказываются радиисточники, отождествленные как с радиогалактиками, так и с квазарами. Так, из 114 квазаров, распределение радиояркости которых на частоте 4995 МГц было исследовано Г. Мили и А. Хартзуйкером [16] с помощью Вестерборкского радиотелескопа с синтезированной диаграммой направленности в  $6'' \times 6'' \text{ cosec } \delta$ , 86 были разрешены, причем многие из них имели ярко выраженную двойную структуру.

Наблюдения Лебедя-А, выполненные на различных частотах с высоким угловым разрешением [17—21], позволили разложить оба компактных компонента этого радиисточника на отдельные составляющие с размерами порядка  $1''$ , названных горячими пятнами. Как показали наблюдения [22—25], выполненные на вступившем в строй в 70-х годах в Кембридже 5-км радиотелескопе с угловым разрешением в  $2'' \times 2'' \text{ cosec } \delta$  на частоте 5 ГГц, такую же структуру имеют и компоненты многих других двойных радиисточников. По данным В. Капаи и Р. Шилиззи [26], угловые размеры горячих пятен  $\lesssim 0.1$ .

Согласно С. Дженкинсу и М. МакЭллину [25], доля плотности потока, испускаемого горячими пятнами, пропорциональна плотности радио-

светимости радиосточника, так что весь поток от наиболее интенсивных радиосточников обусловлен горячими пятнами. Как заметил, однако, В. Капан [27], это, главным образом, является результатом наблюдательной селекции — в случае более удаленных радиосточников весь наблюдаемый поток от них приписывается плохо разрешенным горячим пятнам.

Наблюдения 100 радиосточников Дж. Бродериком и Дж. Кондоном [28] на частоте 430 МГц показали, что почти все радиосточники с плоским спектром ( $\alpha < 0.5$  при  $S \sim f^{-\alpha}$ ) являются компактными, не разрешенными при использованной базе радиоинтерферометра в  $3.5 \cdot 10^6 \lambda$ , тогда как радиосточники с крутыми спектрами имели измеримые угловые размеры.

Сравнение структуры ряда радиосточников на частотах 81.5 МГц и 5 ГГц, выполненное М. Скоттом [29], не обнаружило существенных различий. Было замечено, однако, что детали радиосточников с размерами  $\geq 2''$  имеют вообще более крутые спектры, чем детали меньших размеров. Полагается, что это различие обусловлено, возможно, синхротронным самопоглощением в более компактных компонентах, хотя в некоторых случаях оно может быть результатом синхротронных потерь в более протяженных областях.

В 1974 г. П. Харгрейв и М. Райл [19] обнаружили в Лебеде-А слабый радиосточник, совпадающий по положению с ядром самой галактики. Согласно К. Келлерманну и др. [30], размеры центрального радиосточника равны  $1.5 \times 3.5$  пс (при  $H = 50$  км/с · Мпс), причем он вытянут вдоль линии, соединяющей два разнесенных компонента.

Наблюдения Г. Хогга и др. [31] показали, что центральный радиосточник в близкой к нам радиогалактике Дева-А состоит из трех компонентов (на что ранее указывали Ю. Н. Парийский и Г. М. Тимофеева [32]), один из которых эллипсоидальный, с размерами  $70'' \times 30''$ , в котором сосредоточено 90% излучения, и двух неразрешенных (при диаграмме направленности использованного телескопа  $8'' \times 11''$ ) компонентов с плотностью потока около 3.4 Ян. Один из них совпадает по положению с оптическим ядром галактики, а второй расположен между двумя наиболее яркими сгущениями известной оптической струи этой галактики. Как было показано интерферометрическими наблюдениями со сверхдлинными базами [33, 34], размеры ядерного компонента около  $0.''001$ . Согласно же И. Грехему [35], и центральный источник состоит из двух компонентов с размерами  $\sim 0.''5$  и  $\sim 0.''003$ , совпадающими с оптическим ядром. При этом, согласно [35], спектр меньшего компонента имеет, по-видимому, завал на частоте около 1 ГГц, по причине чего этот компонент не был обнаружен при низкочастотных наблюдениях Н. Бротена и др. [36].

Наблюдения Н. Брансона и др. [15] показали, что ядерные компоненты имеются у целого ряда радиисточников, причем спектр этих компонентов относительно более плоский.

Наблюдения [37—39] показали, что размеры компактных радиисточников, совпадающих с ядрами радиогалактик и квазаров, порядка 0.1—10 пс. Наличие таких ядерных компонентов является, очевидно, характерным для всех радиогалактик и квазаров. Об этом свидетельствует тот факт, что компактные радиисточники были обнаружены в 12 из 17 радиогалактик, расположенных на расстоянии до 300 Мпс, и уже в 8 из 10 радиогалактик, расположенных на расстоянии до 150 Мпс [37]. Обнаружение компактного компонента с размерами  $\lesssim 80$  пс в ядре радиогалактики NGC 1316. Б. Гелдзахлером и Э. Фомалонтом [40] показало, что компактные радиокомпоненты имеются в ядрах всех десяти ближайших радиогалактик и девяти из десяти ярчайших радиогалактик с двойной структурой. И весьма примечательно, что спектры ядерных компонентов во всех случаях плоские или даже инвертированные. А такой спектр, как известно, является свидетельством молодости данного радиисточника.

Наблюдения показали [41], что максимальные линейные размеры радиогалактик и квазаров с малыми красными смещениями порядка 500 кпс. И только в последние годы были обнаружены квазары и радиогалактики с размерами около мегапарсека и более [42—44]. Расстояние же между компонентами радиогалактики NGC 6251 составляет в проекции на небо даже 3 Мпс [45].

Обратив внимание на то обстоятельство, что отождествляемые с двойными радиисточниками радиогалактики и квазары не находятся точно в середине между компонентами соответствующих радиисточников и что близкий к отождествляемому объекту компонент почти всегда интенсивнее, М. Райл и М. Лонгейр [46] приходят к весьма важному выводу с том, что компоненты радиисточников выбрасываются в противоположных направлениях из ядер отождествляемых с ними галактик и квазаров с релятивистскими скоростями. Позднее, на основе более полных статистических данных, К. Маккей [47] показал, что скорость удаления радиоизлучающих облаков от родительской галактики несколько меньше и находится, в среднем, в пределах 0.03—0.08 с. Это является веским подтверждением концепции В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик.

Интересные результаты были получены К. Лари и Г. Перолой [48], исследовавшими двойные радиисточники в скоплениях галактик и вне них. Они указывают, что если вне скоплений галактик более половины радиисточников имеют четкую двойную структуру, то такой структурой в скоплениях галактик обладают менее 20% радиисточников. В то же время линейные размеры тех и других групп радиисточников мало отличаются друг от друга [48—50]. Радиисточники же с более сложной струк-

турой показывают обратную картину — таковых больше в скоплениях (35%), вне скоплений их меньше (10%). Если же двойные радионисточники рассматривать вместе с радионисточниками со сложной и иррегулярной структурой, то их относительное количество в скоплениях галактик и вне них оказывается почти одинаковым. Создается впечатление, как отмечают К. Лари и Г. Перола [48], что «утерянные» в скоплениях двойные радионисточники проэволюционировали там в радионисточники с более сложной структурой. Изменения в их морфологии могли произойти, очевидно, под динамическим воздействием на них сравнительно плотного межгалактического газа. Яркой иллюстрацией этого являются, так называемые, радионисточники «голова-хвост» или «радиохвостатые» радионисточники, обнаруженные впервые М. Райлем и М. Уиндрамом [51] в скоплении галактик Персея. Это были радионисточники, отождествленные с галактиками NGC 1265 и IC 310 и имеющие вид хвостов или шлейфов, волочащихся за галактиками. Исходя из того, что оба «хвоста» вытянуты в направлении, обратном направлению к центральной галактике скопления, являющейся известной радиогалактикой Персей-А (NGC 1275), М. Райл и М. Уиндрам высказали предположение, что эти хвосты индуцированы потоком заряженных частиц, выбрасываемых из радиогалактики NGC 1275. Позднее Г. Мили и др. [52], рассмотрев новые данные об этих и двух других радиохвостатых галактиках [53, 54] и выполнив новые наблюдения с высоким угловым разрешением, показавшим, что радиохвосты имеют двойную структуру, предположили, что радиохвостатые галактики являются обычными двойными радиогалактиками, движущимися с относительно большой скоростью через межгалактическую газовую среду скоплений галактик. Из-за сопротивления газовой среды радионисточные облака тормозятся и отстают в своем движении от родительской галактики и образуют, тем самым, наблюдаемый волочащийся за галактикой радиохвост. Эта гипотеза подтверждается и спектроскопическими наблюдениями. Согласно Г. Кинкарини и Х. Руду [55], дисперсия радиальных скоростей в скоплении Персея равна 1600 км/с (наибольшая из известных), а радиальная скорость одной из галактик с радиохвостом, NGC 1265, отличается от средней радиальной скорости скопления на 2200 км/с.

В последующем было обнаружено еще несколько радиогалактик с радиохвостами [56—59], причем не только в богатых скоплениях галактик, но и в нескольких достаточно бедных скоплениях [60, 61].

Л. Рудник и Ф. Оуэн [58] отмечают, что радиохвостатые галактики, в отличие от обычных радиогалактик, не являются ярчайшими членами скоплений галактик. Они либо сильно уступают по яркости ярчайшему члену, либо же являются одним из ярких членов, когда есть несколько таких галактик в скоплении (тип II по Баутц—Моргану).

Другим проявлением активности ядер галактик является наличие у них выбросов и струй, наподобие струн у М 87. Еще в 1954 г. В. А. Амбарцумян [62] указывал, что решение проблемы происхождения радиогалактик нужно искать именно на примере этой радиогалактики. Радиоаналог оптической струи М 87, имеющей светимость порядка светимости галактических ядер, был исследован Ж. де Вокулером и др. [63] в 1968 г. и затем более детально Б. Турландом [64]. Как выяснилось позднее, струя у М 87 не является уникальной. Аналогичные струи были обнаружены у радиогалактик 3С 66В [65, 66], 3С 219 [67]. Очень узкая и длинная радиоизлучающая струя, исходящая из ядра радиогалактики NGC 6251, была обнаружена недавно А. Редхедом и др. [68]. Струя вытянута в том же направлении, что и известная ранее струя длиной 200 кпс. Это направление совпадает также с направлениями линии, соединяющей два внешних компонента радиисточника, расположенных на расстоянии 3 Мпс друг от друга.

С. Симкин и Р. Икерс [69] сообщают об обнаружении оптической и радиоструй, исходящих из ядра радиохвостатой галактики NGC 7285 в направлении, обратном радиохвосту\*.

2. *Переменность внегалактических радиисточников.* Характерной особенностью ряда радиогалактик и квазаров является переменность их радиоизлучения, впервые наблюдавшаяся В. Дентом [70] в случае квазара 3С 273. Последовавшие за этим открытием наблюдения показали, что переменное радиоизлучение более часто обнаруживается у очень компактных радиисточников, отождествленных, в основном, с квазарами или галактиками, содержащими яркие, компактные ядра. В последующем были организованы специальные длительные наблюдения большого количества таких радиисточников с целью обнаружения переменности их радиоизлучения [71—74]. Временная шкала переменности весьма разнообразна — изменения интенсивности у различных радиисточников происходят за время от нескольких суток до нескольких лет. У ряда радиисточников были обнаружены и более быстрые изменения за время меньше суток, наблюдаемые как в оптических лучах, так и в радиодиапазоне [75—79]. Переменность радиоизлучения сильнее проявляется в области все более коротких длин волн и почти незаметна уже на длине волны 40 см. Очень слабая переменность некоторых радиисточников была обнаружена и на длинах волн около 75 см [80—83].

\* Недавно Г. Батчеру, В. ван Бройгелю и Г. Мили [233], применившим оригинальную технику обработки фотографий с помощью ЭВМ, удалось обнаружить оптические струи, исходящие из ядер радиогалактик 3С 66В, 3С 31, NGC 315 и 3С 449 и направленных к радиоизлучающим облакам.

Наблюдения последних лет указали на существование определенной зависимости между спектром и переменностью радиоисточников — сильной переменностью обладают радиоисточники с плоскими спектрами и спектрами с положительной кривизной [84—85]. По данным Дж. Кондона и др. [83], переменность на частоте 318 МГц не была обнаружена у радиоисточников с крутым спектром ( $\alpha \geq 0.5$ ), в то время как переменными оказались около 25% радиоисточников с плоским спектром ( $\alpha < 0.5$ ). Попытка обнаружения переменности сравнительно большого числа радиоисточников с крутыми спектрами была предпринята В. Коттоном [86]. Было показано, что переменными являются всего около 2% исследованных радиоисточников.

Как выяснилось, излучение большинства переменных радиоисточников оказалось поляризованным, причем степень поляризации уменьшается при переходе к коротким длинам волн. И поскольку переменный компонент обычно усиливается на коротких длинах волн, то Р. Аллен и др. [87] заключили, что радиоизлучение этого компонента переменных радиоисточников не поляризовано и что поляризован, следовательно, компонент с неизменяющейся радиосветимостью. В то же время наблюдения Г. Аллера и Ф. Хэддока [88] показали, что небольшие изменения как степени, так и позиционного угла поляризации излучения радиоисточников 3С 273, 3С 279 и 3С 345 происходят при изменениях их полного потока. Это говорит о том, что должен быть поляризован и переменный компонент и что в переменных радиоисточниках должно быть упорядоченное магнитное поле.

Наблюдения переменных радиоисточников с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами показали, что переменные радиоисточники имеют очень малые угловые размеры или содержат в своем составе компоненты малых угловых размеров — порядка миллисекунд дуги или даже меньше. Из 32 переменных радиоисточников, наблюдавшихся Дж. Губеем и др. [89], компоненты с размерами  $\approx 0.''001$  были обнаружены у 27. В то же время компоненты таких же малых угловых размеров были обнаружены только у 4 из 21 радиоисточника, переменность потока которого не установлена.

К. Келлерманом и И. Паулини-Тоттом [90, 91] была разработана простая модель переменных радиоисточников, представляемая расширяющимся, в результате взрыва, облаком релятивистских электронов, оптически толстым на начальной фазе расширения на некоторой частоте. В результате расширения напряженность магнитного поля и энергия электронов убывают, и облако становится оптически тонким на все более меньших частотах. На частоте, на которой расширяющийся компонент все еще оптически толст, плотность потока будет увеличиваться. В оптически тонкой же области спектра плотность потока будет убывать так, как было пока-

зано И. С. Шкловским [92] для случая расширяющихся остатков сверхновых. Однако Д. Алтшулер и Дж. Уордл [85], исследовавшие большое количество переменных радиоисточников, указывают на значительные расхождения наблюдений с этой простой моделью. Они указывают, что при вспышке интенсивность возрастает заметно медленнее и убывает намного быстрее, чем ожидается по модели. Вспышки не имеют ожидаемых значений спектральных индексов. Они на длинных волнах происходят с большими амплитудами и с намного меньшими задержками во времени, чем следует из модели. Не удовлетворяют модели и наблюдаемые данные о поляризации излучения источников и ее изменениях. На другие примеры вспышек, также не соответствующие модели, указывалось в работах [71, 93, 94].

Дж. Кондон и др. [83] полагают, что переменность можно объяснить релятивистским расширением радиоисточников, в которых происходит некогерентное синхротронное излучение электронов. Этой моделью, однако, трудно объяснить, например, весьма быстрые изменения плотности потока радиоисточника 3С 454.3 [83].

3. *Сверхсветовое расширение.* Кроме изменений интенсивности радиоизлучения, у некоторых внегалактических радиоисточников происходят весьма примечательные изменения структуры, не нашедшие еще полностью приемлемого объяснения. Сравнение изменений полного потока от квазара 3С 273 с изменениями потока от его неразрешенного компонента ( $< 0.002$ ) привело Дж. Губбея и др. [95] к выводу, что этот радиоисточник расширяется с видимой сверхсветовой ( $v/c \leq 2$ ) скоростью. Этот вывод вскоре был подтвержден непосредственными измерениями угловых размеров с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами [96—98], указавшими на сверхсветовое расширение и другого квазара — 3С 279.

К настоящему времени уверенные данные по видимому сверхсветовому расширению получены для радиоисточников 3С 345 [99—101], 3С 273 [102—104], 3С 120 [102, 105—107], 3С 279 [108, 109]. Видимые скорости расширения у них оказались от 4 с до 10 с. В случае 3С 345 наблюдениям удовлетворяет простая двухкомпонентная модель. Радиоисточник 3С 120 интерпретируется М. Коэном и др. [106] как состоящий из двух пар компонентов с независимыми расширениями со скоростями 5 с и 8 с. В случае 3С 279 наблюдения К. Келлерманна и др. [108] указывают как будто на начало расширения в 1972 г. новой пары компонентов. Не исключена, однако, вероятность того, что в этом случае наблюдался двойной радиоисточник. Простой двухкомпонентной моделью не удастся представить 3С 273 [102]. В случае 3С 345 вместе с началом расширения в 1966 г. за два года почти вдвое увеличился и поток излучения. Это, по всей видимости, говорит о том, что разлет компонентов обусловлен взры-

вом, приведшим к росту потока. И в случае ЗС 120 начало наибольшей вспышки интенсивности радиоизлучения (середина 1972 г.) совпадает по времени с началом расширения первой пары источников. Расширение второй пары источников здесь началось в начале 1974 г., однако оно явно не сказалось на полном потоке излучения.

М. Коэн и др. [106] указывают, что сверхсветовое расширение наблюдается в области сантиметровых длин волны приблизительно у половины сильных ( $S_{3,8} \geq 10$  Ян) компактных радиоисточников, что означает, что это явление не является экзотическим, а, по-видимому, характерно для многих компактных радиоисточников. При расширении со сверхсветовой скоростью общие размеры радиоисточников изменяются до 10 раз за 1—2 года. Кроме того, в радиоисточниках со сверхсветовыми скоростями имеет место только систематическое расширение с постоянным при расширении позиционным углом направления разлета компонентов. Иногда у одного радиоисточника наблюдаются две пары компонентов, разлетающихся в том же направлении.

Эти факты исключают, как отмечается в [106], любой механизм, допускающий наряду с расширением и сжатие. Исключаются также эффекты гравитационных линз и явления, связанные с распространением излучения и непрозрачностью среды, поскольку в обоих случаях, в противоречии с наблюдениями, должна наблюдаться зависимость от длины волны. Исключается, очевидно, и вспыхивающая случайным образом система независимых источников, рассмотренная В. Дентом [110].

Для объяснения видимых сверхсветовых скоростей было предложено несколько моделей, однако ни одна из них не удовлетворяет полностью наблюдениям и не была принята.

Одной из первых моделей является модель М. Риса [111], предложенная еще до обнаружения сверхсветовых скоростей для смягчения энергетических требований в случае быстропеременных радиоисточников. Согласно М. Рису, движущийся с релятивистской скоростью объект с лоренцевским фактором  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  может иметь видимую поперечную скорость до  $\gamma v$ . Максимальное значение скорости достигается при движении в направлении, составляющем угол  $1/\sin \gamma^{-1}$  с лучом зрения. По этой модели, однако, весьма трудно объяснить приблизительное равенство интенсивностей компонентов, поскольку на них в сильной степени должен сказаться эффект Доплера.

По модели М. А. Озерного и В. Н. Сазонова [112] наблюдаемые сверхсветовые скорости объясняются при релятивистском движении в противоположных направлениях двух идентичных облаков релятивистских электронов и их одновременном расширении. Модификацию этой модели применительно к ЗС 120 предложил Г. Силстад [113]. Здесь полагается, что выбросы из ядра галактики пар релятивистски движущихся и расши-

рящихся облаков релятивистских электронов происходят, в среднем, через 1—2 года. Между прочим, в этом случае при каждом взрыве освобождается  $10^{51}$ — $10^{52}$  эрг энергии, что порядка мощности взрыва сверхновых. В обоих случаях, однако, необходимо соблюдение ряда искусственных условий для удовлетворения наблюдениям.

Для объяснения видимых сверхсветовых скоростей рассматривался [114] и, так называемый, прожекторный эффект, или эффект светового эха, с помощью которого П. Кудер [115] в свое время объяснил наблюдаемое расширение со сверхсветовой скоростью отражательной туманности, расположенной близ Новой Персея. По этой модели полагается, что наблюдается фронт прохождения в существующей среде возбуждения, вызванного релятивистской ударной волной от центрального тела.

Аналогичная модель, в которой сигнал, движущийся со скоростью, близкой к скорости света, рассеивается соответственно подобранным экраном, рассматривалась Р. Бландфордом и др. [116]. В модификации этой модели, разработанной Д. Линденн-Беллом [117], вспышка в ядре галактики или квазара вызывает возбуждение и излучение удаляющихся от ядра с релятивистскими скоростями объектов. Видимая скорость удаления друг от друга этих объектов получается равной  $2c/\sin \theta$ , где  $\theta$ — угол между лучом зрения и направлением движения радиоизлучающих объектов. Так что видимая скорость разлета не может быть меньше  $2c$ , но может быть сколь угодно большой.

Здесь следует отметить, что для согласования результатов наблюдений со своей моделью Д. Линденн-Белл получает значение постоянной Хаббла, равное  $110 \pm 10$  км/с·Мпс.

Еще одна, довольно привлекательная модель для объяснения сверхсветовых скоростей внегалактических радиоисточников была предложена недавно Р. Эпстейном и Н. Геллер [118]. Эта модель основана на наблюдательных данных о выбросе в противоположных направлениях пары радиоизлучающих облаков из ядер галактик и квазаров [119, 120]. Авторы этой модели указывают, что за движущимся со скоростью  $v < c$  источником энергии (релятивистские электроны и/или магнитное поле) через газовую среду переменной плотности, окружающую ядро галактики или квазара, образуется полость, наполненная частицами и магнитным полем. В областях, где полость расширяется до критического радиуса  $R_c$ , соответствующего оптической толщине, равной 1, поверхностная яркость радиоисточника достигает максимума. Эта яркая область — видимое положение радиообъекта — отстает от положения действительного источника энергии на расстояние  $v_s \tau_{\text{exp}}$ , где  $\tau_{\text{exp}}$ — время, за которое радиус полости достигает значения  $R_c$ . Если объем полости определяется гидродинамическим давлением внешней среды с плотностью  $\rho$ , то, согласно Д. де Янгу и В. Аксфорду [121], скорость расширения пропорциональна

$\rho^{-1/2}$  и  $\tau_{\text{exp}} \sim \rho^{1/2}$ . Поскольку плотность окружающей среды убывает с увеличением расстояния от центра галактики или квазара, то с движением источника уменьшается «отставание» следующей за ним полости — видимое положение радиоизлучающей области пытается настичь источник энергии. Таким образом, видимая скорость радиоисточника становится больше действительной скорости источника энергии. И поскольку видимая скорость обусловлена лишь эффектом фазового запаздывания — ведь запаздывание уярчения радиообъекта больше, когда он погружен в более плотный газ, то, в принципе, могут наблюдаться сколь угодно большие, и при этом, и сверхсветовые скорости.

Р. Эпштейн и М. Геллер подчеркивают, что их модель не зависит от природы источника энергии. Это может быть быстро движущийся конденсированный объект или попросту область, в которой пучок плазмы взаимодействует с газовой средой. Скорость источника энергии может быть порядка нескольких десятых скорости света. Энергия источника с размером в несколько десятых парсека должна быть около  $10^{57}$  эрг. Необходимые плотности газовой среды соответствуют данным наблюдений [122].

4. *Нормальные галактики.* Обнаружение в 1950 г. Р. Хенбери Брауном и С. Хазардом [3] слабого радиоизлучения туманности Андромеды (около  $10^6$  раз менее интенсивного, чем радиогалактика Лебедь-А) показало, что и обычные спиральные галактики имеют радиоизлучение. В отличие от радиогалактик они были названы нормальными галактиками. Применение в последние годы радиотелескопов с высоким угловым разрешением позволило не только обнаружить радиоизлучение от нормальных галактик, но и детально исследовать их радиоструктуру. Особенно детально изучено радиоизлучение ярких галактик М 31 [123—125], М 81 [126, 127], NGC 4631 [128, 129], М 33 [130, 131], М 51 [132, 133], NGC 4258 [134] и др. Ниже приводятся основные результаты наблюдений указанных галактик, а также большого количества других, более слабых галактик.

а) В радиоизлучении некоторых спиральных галактик имеется составляющая в виде диска, совпадающая с оптическим диском галактики. Радиояркость диска обычно уменьшается с удалением от центра галактики. Дисперсия радиояркостей дисков достаточно велика. В ряде случаев спектральный индекс радиоизлучения становится больше при удалении от плоскости галактики.

б) Во многих галактиках наблюдается более или менее сильное радиоизлучение спиральных рукавов. Это радиоизлучение нетепловое, что говорит о том, что оно не является интегральным излучением H II-областей в рукавах.

в) В галактиках NGC 4258 [134], NGC 4631, NGC 2146 и NGC 3079 [129] обнаружены спиральные радиорукава с достаточно высокой поверхностной яркостью, не имеющие оптического аналога. Обсуждая причины появления чистых радиоспиралей, П. ван дер Круит и др. [134] и А. де Бройн [129] приходят к заключению, что они должны быть обусловлены выбросом больших количеств газа из ядер соответствующих галактик со скоростями около 1000 км/с или более. При этом выброс должен быть направленным. Этот вывод подтверждается и некоторыми оптическими данными. Так, пекулярная пылевая полоса, пересекающая центральную область NGC 2146, указывает, что довольно большое количество пыли, а также и газа было перенесено на достаточно большое расстояние над плоскостью галактики. Кроме того, в центральной области галактики имеется большое количество ионизованного газа с достаточно большой дисперсией скоростей [135].

Таким образом, в спиральных галактиках, как и в случае радиогалактик и квазаров, мы встречаемся с очевидной активной деятельностью их ядер, проявляемой, как и в других случаях, во взрывах и инъекции материи.

г) В ряде ближайших спиральных галактик отчетливо наблюдается радиоизлучение отдельных ярких H II-областей. По размерам своих H II-областей и их радиосветимости выделяется M 101 [136]. Размеры H II-областей здесь  $\sim 1$  кпс и почти на порядок превышают размеры H II-областей нашей Галактики. В некоторых H II-областях M 101 электронные плотности достигают значений  $10\text{--}30 \text{ см}^{-3}$ , а массы — около  $10^6 M_{\odot}$ .

д) В галактиках M 101 [137—139], M 33 [140] и NGC 4449 [141] наблюдалось радиоизлучение сверхновых звезд. В то же время попытки обнаружения радиоизлучения около 80 сверхновых в других галактиках, предпринятые А. де Бройном [142] и Р. Брауном и А. Маршером [143], окончились безрезультатно.

е) Одно из первых наблюдений M 31 в 1954 г. [144] указало на наличие у нее радиогало с радиусом около 10 кпс. С тех пор получались весьма противоречивые результаты. Авторы более поздних работ [145, 146] утверждают, что радиогало у M 31 нет. Более определенный положительный ответ о существовании радиогало у спиральных галактик был получен при наблюдении видимых с ребра галактик NGC 4631 [128, 147] и NGC 891 [148, 149]. В случае NGC 4631 радиогало с отношением осей около 0.6 простирается до 12 кпс от плоскости галактики. Радиогало у NGC 891 несколько меньше по размерам.

ж) Современные радиоастрономические средства позволяют наблюдать ядра, сходные с ядром нашей Галактики, до расстояний всего около

10 Мпс. В 1967 г. Г. Пули и С. Кендердайн [150] обнаружили радиодро М 31, на порядок более слабое, чем ядро нашей Галактики. Как было показано позже П. ван дер Круитом [151], ядро М 31 состоит из нескольких компонентов. Затем радиоизлучение ядер наблюдалось у целого ряда близких ярких галактик. Вклад радиоизлучения ядра нормальной галактики в интегральное излучение галактики составляет обычно менее 20%. Спектр нетепловой. Дисперсия мощностей радиоизлучения достаточно большая.

Согласно [152—154], радиоизлучение спиральных галактик довольно определенно зависит от типа центральных областей галактик по бюраканской классификации — радиоизлучение более часто имеют те галактики, у которых наблюдаются оптические признаки активности ядер.

з) По мощности радиоизлучения нормальные эллиптические галактики мало отличаются от спиральных галактик. Но если размеры ядерных радиоисточников большинства спиральных галактик порядка нескольких сотен парсеков, то размеры почти всех радиоисточников в ядрах эллиптических галактик меньше одного парсека [155]. Кроме того, если в случае спиральных галактик распределение радиоизлучения большей частью совпадает с распределением видимого излучения, то среди эллиптических галактик нет ни одной, в которой распределение радиоизлучения хоть как-то было похоже на распределение оптического излучения [156].

В 1968 г. Д. Хишен [157] обнаружил в галактиках NGC 1052 и NGC 4278 неразрешенные ядерные радиоисточники с необычным для нормальных галактик спектром, характерным для компактных ядер радиогалактик и квазаров. Вскоре было показано [158], что линейные размеры радиоисточников в обеих галактиках  $< 0.1$  пс. Затем Д. Хишен и Э. Конклин [159] установили переменность радиоизлучения NGC 1052 на миллиметровых волнах и заподозрили переменность излучения четырех других галактик с аналогичным спектром. Из временных вариаций потока от NGC 1052 были оценены пределы линейных размеров от  $\sim 0.01$  до 0.3 пс.

и) Открытие взрыва в ядре М 82 Р. Линдсом и А. Сандейджем [160] явилось ярким доказательством активных процессов, происходящих в ядрах галактик. Наблюдения П. Харгрейва [161] обнаружили в М 82 компактный радиоисточник (компонент А) с размерами  $< 0.''6$ , от которого исходит 5% потока от всего радиоисточника, имеющего размеры  $50'' \times 15''$ . Согласно Б. Гелдзахлеру и др. [162], угловой диаметр этого источника равен  $0.''0015$ , что соответствует линейному размеру 0.024 пс или 28.5 световых дней. Ранее в центральной области М 82 было обнаружено около десяти других радиоисточников с размерами от  $\sim 1''$  до нескольких секунд [163]. Примечательно, что между ними и ИК-источниками, обнаруженными С. ван ден Бергом [164] в центральной области

M 82, нет никакой связи. Полагается, что радиоисточники могут быть остатками сверхновых.

Г. М. Товмасын и Р. Шрадек [165] обнаружили компактный компонент ( $\sim 3''$ ), излучающий около 90% интегрального потока и расположенный в центре поглощающей полосы галактики NGC 520. Определение положения компактного компонента позволило определить центр этой весьма пекулярной на вид галактики, с ядром которого совпадает, очевидно, этот компонент, и, тем самым, установить, что NGC 520 — одиночная галактика, а не пара взаимодействующих галактик, как кажется.

к) Наблюдения галактик с аномальным для своего морфологического класса более голубым цветом из списка [166], выполненные в 1965 г. [167], обнаружили радиоизлучение у  $\sim 80\%$  исследованных галактик, тогда как радиоизлучение с тем же предельным потоком (0.1 Ян) на частоте 1400 МГц было обнаружено только у 20% других галактик тех же видимых величин, наблюдавшихся на том же радиотелескопе [168, 169]. Это подтверждало предполагавшееся Б. Е. Маркаряном [166] наличие нетеплового излучения у указанных галактик.

Радионаблюдения более пятисот галактик Маркаряна, общим отличительным признаком которых является наличие избыточного ультрафиолетового излучения, были выполнены Р. Шрадеком и Г. М. Товмасыном [170]. Затем галактики с ультрафиолетовым избытком из последующих списков Маркаряна наблюдались Ж. Сулентиком [171], Г. Коджояном и др. [172] и Г. М. Товмасыном и др. [173]. Значительное количество галактик Маркаряна из первых пяти списков наблюдали Дж. Бигинг и др. [174]. Эти наблюдения показали, что среди галактик Маркаряна радиоизлучением в основном обладают галактики типа Sy-2. Такой же результат был получен А. де Бройном и А. Вилсоном [175], наблюдавшими 39 галактик Маркаряна с сейфертовскими характеристиками. Согласно [175], галактики типа Sy-2 обладают большей радиосветимостью, чем галактики типа Sy-1. Аналогичные результаты были получены [176] и по наблюдениям галактик с эмиссионными линиями в спектрах, список которых был составлен в Серро Тололо [177].

Г. Коджоян и др. [178], исследовавшие радиоспектр галактики Маркаряна 668 (радиоисточник OQ 208), объяснили наблюдаемый у этого объекта завал спектра на низких частотах поглощением радиоизлучения в очень плотном облаке ионизирующего газа, в которое погружено ядро галактики. Исходя из наличия такого облака, авторы [178] пришли к выводу, что галактика Маркаряна 668 принадлежит типу Sy-1, что в дальнейшем подтвердилось.

Радиоизлучение галактик из оригинального списка К. Сейферта было исследовано ранее К. Вейдом [179] и П. ван дер Круитом [180]. Детальное исследование радиоизлучения сейфертовских галактик NGC 1068, 3227,

4151 и 7469 на волне 6 см с высоким угловым разрешением было выполнено А. де Бройном и А. Виллисом [181]. Эти наблюдения показали, что, наряду с ядерными компонентами, сейфертовские галактики имеют и протяженные компоненты радиоизлучения. Была обнаружена четкая корреляция между инфракрасным излучением и радиоизлучением сейфертовских галактик [180, 182].

Д. Остерброк и др. [183—185], исследовавшие оптические спектры радиогалактик, обнаружили среди них объекты с характерными для галактик типа Sy-1 спектрами (с широкими разрешенными и узкими запрещенными эмиссионными линиями). Этот результат, казалось бы, противоречит выводу о том [170], что галактики типа Sy-1 являются слабыми радиоизлучателями. Следует, однако, иметь в виду, что радиогалактики с широкими эмиссионными линиями относятся к классическим двойным радиогалактикам, радиоизлучение которых исходит от двух облаков, симметрично расположенных относительно родительской галактики. Слабое же радиоизлучение галактик типа Sy-1 исходит из их ядерных областей. Так что это различные по характеру объекты, несмотря на сходство их оптических спектров.

Радиоспектры ряда галактик Маркаряна с обнаруженным радиоизлучением были исследованы Г. Коджояном и др. [186], а 40 сейфертовских галактик, обнаруженных, в основном, среди галактик Маркаряна, — В. МакКатчэном и П. Грегори [187]. Наблюдения нескольких галактик Маркаряна в интервале частот 2.3—14.4 ГГц были выполнены В. А. Санамьяном и Р. А. Кандаляном на радиотелескопе РАТАН-600 [188—189].

Спектр почти у всех галактик сейфертовского типа прямолинейный, с нормальным для внегалактических источников наклоном. Исключением является галактика Маркарян 348, с почти плоским спектром в интервале частот 2.7—15.5 ГГц.

Достаточно плоский спектр у объектов Маркарян 11, 180, 421 и 501, отождествленных с объектами типа BL Lac [186]. Намечаемый на частотах выше 10 ГГц спад в спектре объектов Маркарян 421 и 501 был подтвержден наблюдениями Р. Джойса и М. Саймона [190] на частоте 93 ГГц.

Размеры радиоисточников в галактиках сейфертовского типа — Маркарян 1, 3, 231, 273, 348 оказались меньше  $1''$  [191]. В случае галактики Маркарян 6, наряду с ядерным источником с размерами  $< 0.3''$ , был обнаружен протяженный радиоисточник с размерами около  $30''$  на частоте 2.7 ГГц со смещением на  $2''$  от ядра галактики центром [192].

Среди галактик Маркаряна переменность радиоизлучения вначале была установлена в случае галактики Маркарян 348 [193]. Приблизительно за год поток от этой галактики на длине волны 6 см уменьшился приблизительно в 1.5 раза. В дальнейшем изменения потока от этой га-

лактики регистрировались и другими наблюдателями. Наиболее разительные изменения, происходящие всего за несколько дней, были замечены В. Мак-Катчэном и П. Грегори [187] на длине волны 1.2 см. Аналогичные изменения были зарегистрированы ими и в случае галактики Маркарян 231. Переменным, по всей видимости, является и радиоизлучение галактики Маркарян 538 (NGC 7714) [194].

Таким образом, исследование радиоизлучения галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением показало, что активные процессы в некоторых из них сопровождаются сравнительно мощным радиоизлучением. По мощности радиоизлучения ( $\sim 10^{39} - 10^{41}$  эрг/с) такие галактики располагаются между нормальными галактиками со слабым радиоизлучением ( $\sim 10^{37} - 10^{39}$  эрг/с) и радиогалактиками и квазарами (до  $10^{45}$  эрг/с). Это говорит о том, что явление активности ядер галактик присуще не только радиогалактикам и квазарам, а характерно для всех представителей мира галактик вообще. И, следовательно, нормальные с точки зрения мощности радиоизлучения галактики, сейфертовские галактики, радиогалактики и квазары располагаются в одну последовательность и различаются лишь по мощности радиоизлучения.

Активностью ядер галактик естественным образом может быть объяснена и большая частота встречаемости радиоизлучения среди кратных [195], а также двойных и взаимодействующих галактик [196, 197].

5. *Наблюдения нейтрального водорода и молекул в галактиках.* К настоящему времени излучение нейтрального водорода на длине волны 21 см обнаружено у нескольких сотен галактик.

Исследование нашей Галактики показало, что нейтральный водород распределен в ней в достаточно кольцеобразном слое. Наибольшая плотность нейтрального водорода достигается на расстоянии приблизительно 10 кпс от центра Галактики. По точкам половинной мощности почти такая же толщина кольца. Толщина кольца около 250 кпс. Внутри этого кольца, на расстояниях от  $\sim 4$  до  $\sim 6$  кпс от центра Галактики, расположены Н II-области.

Аналогичное распределение нейтральный водород имеет и во многих других галактиках [198]. В случае нескольких галактик с большими угловыми размерами, например, М 31, М 33, М 51, М 81 и М 101, угловое разрешение использованных радиотелескопов оказалось достаточным для выделения спиральной структуры. В этих галактиках распределение Н I-областей в общих чертах повторяет оптическую структуру. В галактиках М 31 [199], М 81 [200, 201] и М 51 [202] спиральные рукава в излучении нейтрального водорода довольно хорошо совпадают по положению с оптическими спиральными рукавами или, точнее, со слоем пыли с внутренней стороны спиральных рукавов. Во всех этих галактиках нейтральный

водород в центральной области отсутствует. В М 31 радиус центральной области с недостатком водорода составляет около 4 кпс. В М 81 толщина рукавов HI около 2 кпс. Отношение плотности HI в рукавах к плотности в межрукавном пространстве составляет от 3:1 до 5:1.

Встречаются галактики с несколько отличным распределением в них HI. В М 33 [203], например, плотность HI в центральных областях всего около двух раз меньше максимальной плотности, а в NGC 253 [204] вообще нет депрессии плотности HI в центре.

Наблюдения показали также, что некоторые спиральные галактики (М 31 [205], М 33 [206], NGC 300 [207], М 51 [208], М 101 [198] и М 83 [209]) погружены в намного большие по объему облака нейтрального водорода. И почти всегда плоскости водородных дисков у галактик искривлены, как и в случае нашей Галактики. Водородное облако в М 33 имеет спиралевидную форму с такой же ориентацией рукавов, как и у оптических [206].

В общие протяженные рукава HI погружены и некоторые близко расположенные галактики, например, М 81, М 82 и NGC 3077 [198].

Нередко между взаимодействующими галактиками наблюдаются перемычки нейтрального водорода. Впервые такая перемычка была обнаружена между Большим и Малым Магеллановыми Облаками [210]. Эта перемычка довольно узкая и состоит из отдельных сгущений. Их полная масса составляет около 10% полной массы HI обоих Облаков [211]. Перемычки HI были обнаружены и между парами галактик NGC 4631/56 [212], NGC 4151/45, NGC 4725/27 [213], NGC 1512/10 [214]. В NGC 4038/39, примечательной наличием двух длинных «усов» светящейся материи, около 70% полной массы водорода ассоциировано с «усами» [215].

В некоторых случаях (М 83 [209], NGC 3628 [216]) в протяженных областях нейтрального водорода, в которые погружены галактики, наблюдаются струевидные структуры. В случае NGC 3628 такая струя простирается на расстояние до 100 кпс от центра галактики.

Об обнаружении движущейся со скоростью около 230 км/с от ядра туманности Андромеды в сторону наблюдателя массы нейтрального водорода в  $2 \cdot 10^7 M_{\odot}$  сообщается в работе [217]. Аналогичное истечение нейтрального водорода со скоростью около 100 км/с обнаружено и у ядра видимой с ребра галактики NGC 253 [218]. Эти факты весьма примечательны с точки зрения явления активности ядер галактик.

В иррегулярных галактиках, в отличие от спиральных, нейтральный водород во всех случаях сконцентрирован к центру галактики, причем объем, занимаемый водородом, значительно больше видимого объема галактики [198]. При этом максимум плотности HI не всегда совпадает с центром галактики. В галактике NGC 3077, например, это смещение со-

ставляет 4' или около 4 кпс [219], а в случае NGC 3109 — около 4.5 кпс [220].

В Малом Магеллановом Облаке Дж. Айндман [221] еще в 1967 г. обнаружил три оболочки нейтрального водорода с диаметрами от 1° до 1.°8, расширяющиеся со скоростью около 20—25 км/с. Хотя и эти сгущения являются наиболее яркими деталями распределения HI в ММО, они содержат всего 7% (по  $\sim 10^7 M_{\odot}$ ) полной массы водорода галактики.

Обнаружение относительно большого количества водорода в карликовых иррегулярных галактиках типа Магеллановых Облаков, NGC 3109 и NGC 6822, и в самих Облаках стимулировали наблюдения других галактик такого же типа [222, 223]. В работе [223] из наблюдавшихся 243 карликовых галактик нейтральный водород был обнаружен в 129. Эти наблюдения показали, что карликовые иррегулярные галактики более богаты водородом, чем иррегулярные галактики больших размеров.

Небольшое количества нейтрального водорода было обнаружено в нескольких близких эллиптических и сфероидальных галактиках [224, 225].

Исследование 58 сейфертовских галактик показало, что распределение в них HI, обнаруженного у 25 галактик, сходно с таковым в случае спиральных галактик [226]. Нейтральный водород был обнаружен [227] и у ряда галактик Маркаряна, не принадлежащих сейфертовскому типу.

Как выяснилось, относительная масса водорода ( $M_{\text{HI}}/M_{\text{T}}$ , где  $M_{\text{T}}$  — полная масса галактик) меняется с морфологическим типом галактики. В эллиптических галактиках  $M_{\text{HI}}/M_{\text{T}}$  меньше  $10^{-3}$ . Такое небольшое количество водорода в Е-галактиках кажется удивительным, поскольку известно, что звезды при своей эволюции теряют газ. Со временем накопленный таким образом газ должен быть обнаруживаем. Масса нейтрального водорода составляет около 1% полной массы в спиральных ранних типов (S0) и доходит до 18% в спиральных поздних типов и иррегулярных галактиках [227]. Таков же ход изменения отношения массы HI к светимости галактики.

Наблюдения HI позволили исследовать вращение галактик до их далеких периферийных областей, а в ряде случаев и их детальную динамику. Полученные кривые вращения галактик характеризуются ростом скорости во внутренних областях до достижения максимального значения на некотором расстоянии от центра, а затем медленным убыванием или же более или менее постоянным значением скорости на больших расстояниях. Сложная картина некруговых движений нейтрального водорода была обнаружена, кроме упоминавшихся выше M 31 и NGC 253, в галактиках NGC 5383, NGC 3359, NGC 660 и др.

После обнаружения целого ряда молекул в нашей Галактике были сделаны попытки обнаружения молекул и в других галактиках. Вначале в M 82 был обнаружен радикал OH [229]. Затем эта же молекула была об-

наружена и в галактиках NGC 253 и NGC 4945 [230]. В этих же галактиках был обнаружен формальдегид ( $H_2CO$ ) [231]. К настоящему времени в различных галактиках обнаружены также окись углерода (CO), вода. Сравнение количеств OH,  $H_2CO$  и CO в галактиках M 82 и NGC 253 показывает, что относительное обилие этих молекул в них почти такое же, как и в нашей Галактике [232].

В настоящем обзоре, охватывающем лишь незначительное число работ по исследованию радиоизлучения внегалактических объектов, была сделана попытка ознакомить читателя с огромными успехами радиоастрономических наблюдений, достигнутыми за сравнительно короткое время.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## RADIO EMISSION OF EXTRAGALACTIC OBJECTS

H. M. TOVMASSIAN

The results of observations of radio galaxies, quasars and normal galaxies, are presented. The data on the radio structure, variability of radio galaxies and quasars and superluminally expanding radio sources are discussed. The results on observations of HI and molecules in galaxies are also presented.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Hey, S. J. Parsons, J. W. Philips, *Nature*, 158, 234, 1946.
2. J. G. Bolton, G. Stanley, O. B. Slee, *Nature*, 164, 101, 1949.
3. R. Hanbury Brown, C. Hazard, *M. N.*, 111, 357, 1951.
4. M. Schmidt, *Nature*, 197, 1040, 1963.
5. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук, 9, 23, 1956.
6. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.
7. V. A. Ambartsumian, *A. J.*, 66, 536, 1961.
8. R. C. Jennison, M. K. Das Gupta, *Nature*, 172, 996, 1953.
9. S. L. Mitton, M. Ryle, *M. N.*, 146, 221, 1969.
10. G. Swarup, A. R. Thomson, R. N. Bracewell, *Ap. J.*, 138, 305, 1963.
11. C. M. Wade, *Austral. J. Phys.*, 12, 471, 1959.
12. J. G. Bolton, B. G. Clarke *P. A. S. P.*, 72, 29, 1960.
13. G. H. Macdonald, S. Kenderdine, A. C. Nevill, *M. N.*, 138, 259, 1968.
14. E. B. Fomalont, *Ap. J.*, 157, 1027, 1969.
15. N. J. B. A. Branson, B. Elsmore, G. G. Pooley, M. Ryle, *M. N.*, 156, 377, 1972.
16. G. K. Miley, A. P. Hartsujker, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, 34, 129, 1978.
17. G. K. Miley, M. Wade, *Astrophys. Lett.*, 8, 11, 1971.
18. K. B̄ing, W. Yip, G. A. Seielstad, *Ap. J.*, 177, 291, 1972.

19. *P. J. Hargrave, M. Ryle, M. N.*, 166, 305, 1974.
20. *R. C. Walker, K. Y. Lo, B. F. Burke, K. J. Johnston, J. M. Moran, Ap. J.*, 208, 296, 1976.
21. *P. J. Hargrave, M. Ryle, M. N.*, 175, 481, 1976.
22. *G. G. Pooley, S. N. Henbest, M. N.*, 169, 477, 1974.
23. *J. M. Riley, G. G. Pooley, Mem. R. A. S.*, 80, 105, 1975.
24. *C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. R. A. S.*, 84, 61, 1977.
25. *C. J. Jenkins, M. McEllin, M. N.*, 180, 219, 1977.
26. *V. K. Kapahi, R. T. Schilizzi, Nature*, 277, 610, 1979.
27. *V. K. Kapahi, Astron. Astrophys.*, 67, 157, 1978.
28. *J. J. Broderick, J. J. Condon, Ap. J.*, 202, 596, 1975.
29. *M. A. Scott, M. N.*, 179, 377, 1977.
30. *K. I. Kellermann, B. G. Clark, A. E. Niel, D. B. Shaffer, Ap. J.*, 197, L113, 1975.
31. *D. E. Hogg, G. H. Macdonald, R. G. Conway, C. M. Wade, A. J.*, 74, 1206, 1969.
32. *Ю. Н. Парийский, Г. М. Тимофеева, Астрон. ж.*, 8, 1, 1964.
33. *M. H. Cohen, A. J. Moffet, D. B. Shaffer, B. G. Clark, K. I. Kellermann, D. L. Jauncey, S. Gulkts, Ap. J.*, 158, L83, 1969.
34. *W. Donaldson, G. K. Miley, H. P. Palmer, H. Smith, M. N.*, 146, 213, 1969.
35. *J. Graham, M. N.*, 149, 319, 1970.
36. *N. W. Broten, R. Clarke, T. H. Legg, J. L. Locke, R. M. Chisholm, M. N.*, 146, 313, 1969.
37. *I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Wetzel, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, G. H. Purcell, G. W. Crove, D. L. Jones, M. H. Cohen, A. T. Moffet, J. Romney, R. T. Schilizzi, R. Rinehart, Nature*, 259, 17, 1976.
38. *R. T. Schilizzi, A. J.*, 81, 946, 1976.
39. *E. Preuss, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Wetzel, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, Astron. Astrophys.*, 54, 297, 1977.
40. *B. J. Geldzahler, E. B. Fomalont, A. J.*, 83, 1047, 1978.
41. *J. F. C. Wardle, G. K. Miley, Astron. Astrophys.*, 30, 305, 1974.
42. *M. R. Gearhart, E. Pacht, Nature*, 266, 819, 1977.
43. *A. H. Bridle, M. M. Davies, D. A. Meloy, E. B. Fomalont, R. G. Strom, A. G. Willis, Nature*, 262, 179, 1976.
44. *A. G. Willis, R. G. Strom, Astron. Astrophys.*, 62, 375, 1978.
45. *P. C. Waggett, P. J. Warner, J. E. Baldwin, M. N.*, 181, 465, 1977.
46. *M. Ryle, M. Longair, M. N.*, 136, 123, 1967.
47. *C. D. Mackay, M. N.*, 162, 1, 1973.
48. *C. Lari, G. C. Perola, IAU Symp. No. 79, 1978, p.* 137.
49. *T. Hooley, M. N.*, 166, 259, 1974.
50. *J. O. Burns, F. N. Owen, L. Rudnick, Ap. J.*, 217, 34, 1977.
51. *M. Ryle, M. D. Windram, M. N.*, 138, 1, 1968.
52. *G. K. Miley, G. C. Perola, P. C. van der Kruit, H. van der Laan, Nature*, 237, 269, 1972.
53. *M. A. Wilson, M. N.*, 151, 1, 1970.
54. *J. M. Hill, M. S. Longair, M. N.*, 154, 125, 1971.
55. *G. Chinkarini, H. J. Rood, Ap. J.*, 168, 321, 1971.
56. *J. H. Riley, M. N.*, 161, 167, 1973.
57. *A. Stingo, M. N.*, 168, 307, 1974.

58. *L. Rudnick, F. N. Owen*, *Ap. J.*, 203, L107, 1976.
59. *A. S. Wilson, J. P. Vallee*, *Astron. Astrophys.*, 58, 79, 1977.
60. *R. T. Schilizzi, R. D. Ekers*, *Astron. Astrophys.*, 40, 221, 1975.
61. *R. D. Ekers, R. Fanti, C. Lari, M.-H. Ulrich*, *Astron. Astrophys.*, 69, 253, 1978.
62. *В. А. Амбарцумян*, Труды V совещания по вопросам космогонии, М., 1956, стр. 413.
63. *G. de Vaucouleurs, R. Angione, C. W. Freser*, *Astrophys. Lett.*, 2, 141, 1968.
64. *B. D. Turland*, *M. N.*, 170, 281, 1975.
65. *D. E. Harris, J. A. Roberts, P. A. S. P.*, 72, 237, 1960.
66. *K. J. E. Northover*, *M. N.*, 165, 369, 1973.
67. *B. D. Turland*, *M. N.*, 172, 181, 1975.
68. *A. C. S. Readhead, M. Cohen, R. D. Blandford*, *Nature*, 272, 131, 1978.
69. *S. M. Simkin, R. D. Ekers*, *A. J.*, 84, 56, 1979.
70. *W. A. Dent*, *Science*, 148, 1458, 1965.
71. *W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. L. Locke*, *Mem. R. A. S.*, 77, 109, 1972.
72. *W. A. Dent, G. Kojoian, A. J.*, 77, 819, 1972.
73. *W. A. Dent, J. E. Kapitzky, G. Kojoian, A. J.*, 79, 1232, 1974.
74. *G. W. Brandie, A. H. Bridle, M. J. L. Kesteven*, *Nature*, 252, 212, 1974.
75. *D. R. Altschuler, J. F. C. Wardle*, *Mem. R. A. S.*, 82, 1, 1976.
76. *W. K. Huchtmeier, A. E. Wright*, *Astrophys. Lett.*, 15, 209, 1973.
77. *D. T. Kinmann, J. F. C. Wardle, E. K. Conclin, A. J.*, 79, 349, 1974.
78. *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, N. M. Shachovskoy*, *Nature*, 269, 493, 1977.
79. *P. Kaufmann, P. M. dos Santos, J. C. Raffaelli, E. Scalise*, *Nature*, 269, 311, 1977.
80. *R. W. Hunstead*, *Astrophys. Lett.*, 12, 192, 1972.
81. *В. Г. Малумян, В. А. Санамян*, *Астрофизика*, 11, 699, 1975.
82. *W. B. McAdam*, *Proc. Astr. Soc., Australia*, 3, 86, 1976.
83. *J. J. Condon, J. E. Ledden, S. L. O'Dell, B. Dennison, A. J.*, 84, 1, 1979.
84. *B. H. Andrew, M. J. Medd, G. A. Harvey, J. L. Locke*, *Nature*, 236, 445, 1972.
85. *D. R. Altschuler, J. F. C. Wardle, M. N.*, 179, 153, 1977.
86. *W. D. Cotton*, *Ap. J. Suppl., ser.*, 32, 467, 1976.
87. *R. J. Allen, A. H. Barrett, P. P. Crowther, Ap. J.*, 151, 43, 1968.
88. *H. D. Aller, F. T. Haddock, Ap. J.*, 147, 883, 1967.
89. *J. Gubbay, A. J. Legg, D. S. Robertson, G. D. Nicolson, A. T. Moffet, D. B. Shaffer, Ap. J.*, 215, 20, 1977.
90. *K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth*, *Nature*, 213, 977, 1967.
91. *K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 6, 417, 1968.
92. *И. С. Шкловский*, *Астрон. ж.*, 37, 256, 1960.
93. *J. Locke, B. H. Andrew, W. J. Medd, Ap. J.*, 157, L81, 1969.
94. *F. W. Peterson, W. A. Dent, Ap. J.*, 186, 421, 1973.
95. *J. Gubbay, A. J. Legg, D. S. Robertson, A. T. Moffet, R. D. Ekers, B. Seidel, Nature*, 224, 1094, 1969.
96. *C. A. Knight, D. S. Robertson, A. E. E. Rogers, I. I. Shapiro, A. R. Whitney, A. T. Clark, M. Goldstein, G. E. Marandino, N. R. Vandenberg, Science*, 173, 52, 1971.
97. *K. I. Kellermann, D. L. Jancey, M. H. Cohen, D. B. Shaffer, B. G. Clark, J. Broderick, O. E. H. Rydbeck, L. Matveyenko, I. Moiseev, V. V. Vitkevich, B. F. C. Cooper, R. Batchelor, Ap. J.*, 169, 1, 1971.

98. *M. H. Cohen, W. Cannon, G. H. Purcell, D. B. Shaffer, J. J. Broderick, K. I. Kellermann, D. L. Jancey*, *Ap. J.*, 170, 207, 1971.
99. *J. J. Wittles, I. I. Shapiro, W. D. Cotton, C. C. Counselman, H. F. Hinteregger, C. A. Knight, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, T. A. Clark, L. K. Hutton, A. E. Niell, B. O. Ronnang, O. E. H. Rydbeck*, *A. J.*, 81, 933, 1976.
100. *D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. H. Purcell, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, E. Witzel, D. Graham, R. T. Schilizzi, M. H. Cohen, A. T. Moffet, J. D. Romney, A. E. Niell*, *Ap. J.*, 218, 353, 1977.
101. *R. D. Davies, D. Stannard, R. G. Conway*, *Nature*, 267, 596, 1977.
102. *R. T. Schilizzi, M. H. Cohen, J. D. Romney, D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. W. Swenson, J. L. Yen, R. Rinehart*, *Ap. J.*, 201, 263, 1975.
103. *T. H. Legg, N. W. Broten, D. N. Fort, M. J. S. Qugley, F. V. Bale, P. G. Barber, J. L. Yen*, *Ap. J.*, 211, 21, 1977.
104. *K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, G. H. Purcell, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Witzel, D. Graham, R. T. Schilizzi, M. H. Cohen, A. T. Moffet, J. D. Romney, A. E. Niell*, *Ap. J.*, 211, 658, 1977.
105. *J. J. Wittels, C. A. Knight, J. J. Shapiro, H. F. Hinteregger, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, T. A. Clark, L. K. Hutton, G. E. Marandino, A. E. Niell, B. O. Ronnang, O. E. H. Rydbeck, W. K. Klemperer, W. W. Warnock*, *Ap. J.*, 196, 13, 1975.
106. *M. H. Cohen, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, G. A. Sielstad, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Witzel, R. T. Schilizzi, B. J. Geldzahler*, *Nature*, 268, 405, 1977.
107. *G. A. Seielstad, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schilizzi*, *Ap. J.*, 229, 53, 1979.
108. *K. I. Kellermann, B. G. Clark, D. B. Shaffer, M. H. Cohen, D. L. Jancey, J. J. Broderick, A. E. Niell*, *Ap. J.*, 189, L19, 1974.
109. *A. E. Niell, K. I. Kellermann, B. G. Clark, D. B. Shaffer*, *Ap. J.*, 197, L109, 1975.
110. *W. A. Dent*, *Ap. J.*, 175, L55, 1972.
111. *M. Rees*, *M. N.*, 135, 345, 1967.
112. *L. M. Ozernoy, V. N. Sazonov*, *Astrophys. Space Sci.*, 3, 395, 1969.
113. *G. A. Seielstad*, *Ap. J.*, 193, 55, 1974.
114. *M. H. Cohen, W. Cannon, G. H. Purcell, D. B. Shaffer, J. J. Broderick, K. I. Kellermann, D. L. Jancey*, *Ap. J.*, 170, 207, 1971.
115. *P. Couderc*, *Ann. d'Astrophys.*, 2, 271, 1939.
116. *R. D. Blandford, C. F. McKee, M. J. Rees*, *Nature*, 267, 211, 1977.
117. *D. Lyndenn-Bell*, *Nature*, 270, 396, 1977.
118. *R. J. Epstein, M. J. Geller*, *Nature*, 265, 219, 1977.
119. *W. D. Metz*, *Science*, 188, 1289, 1975.
120. *M. S. Longair, M. Ryle, P. A. G. Scheuer*, *M. N.*, 164, 243, 1973.
121. *D. S. de Young, W. J. Axford*, *Nature*, 216, 129, 1967.
122. *G. R. Burbidge*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 369, 1970.
123. *P. C. van der Kruit*, *Astrophys. Lett.*, 11, 173, 1972.
124. *E. M. Berkhuijsen, R. Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, 34, 173, 1974.
125. *E. M. Berkhuijsen*, *Astron. Astrophys.*, 57, 9, 1977.
126. *A. Segalovitz*, *Astron. Astrophys.*, 55, 203, 1977.
127. *D. T. Emerson, P. P. Kronberg, R. Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, 63, 49, 1978.
128. *R. Wielebinski, A. van Kap-Herr*, *Astron. Astrophys.*, 59, L17, 1977.

129. *A. G. de Bruyn*, *Astron. Astrophys.*, 58, 221, 1977.
130. *F. Izrael, P. C. van der Kruit*, *Astron. Astrophys.*, 32, 363, 1974.
131. *A. van Kap-Herr, E. M. Berkhuijsen, R. Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, 62, 51, 1978.
132. *A. Segalovitz*, *Astron. Astrophys.*, 54, 703, 1977.
133. *P. C. van der Kruit*, *Astron. Astrophys.*, 59, 359, 1977.
134. *P. C. van der Kruit, J. H. Oort, D. S. Mathewson*, *Astron. Astrophys.*, 21, 169, 1972.
135. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast*, *Ap. J.*, 130, 739, 1959.
136. *E. P. Israel, W. M. Goss, R. J. Allen*, *Astron. Astrophys.*, 40, 421, 1975.
137. *S. T. Gottesman, J. J. Broderick, R. L. Brown, B. Balick, P. Palmer*, *Ap. J.*, 174, 383, 1972.
138. *W. M. Goss, R. J. Allen, R. D. Ekers, A. G. de Bruyn*, *Nature, Phys. Sci.*, 243, 42, 1973.
139. *R. J. Allen, W. H. Goss, R. D. Ekers, A. G. de Bruyn*, *Astron. Astrophys.*, 48, 253, 1976.
140. *S. D'Odorico, P. Benvenuti, F. Sabbadin*, *Astron. Astrophys.*, 63, 63, 1978.
141. *E. R. Seaquist, R. C. Bignell*, *Ap. J.*, 226, L5, 1978.
142. *A. G. de Bruyn*, *Astron. Astrophys.*, 26, 105, 1973.
143. *R. L. Brown, A. P. Marscher*, *Ap. J.*, 220, 467, 1978.
144. *J. E. Baldwin*, *Nature*, 174, 320, 1954.
145. *B. Denniss, T. J. Balonek, Y. Terzian, B. Balick*, *P. A. S. P.*, 87, 83, 1975.
146. *R. Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, 48, 155, 1976.
147. *G. G. Pooley*, *M. N.*, 144, 143, 1969.
148. *J. E. Baldwin, G. G. Pooley*, *M. N.*, 161, 127, 1973.
149. *R. J. Allen, J. E. Baldwin, R. Sancisi*, *Astron. Astrophys.*, 62, 397, 1978.
150. *G. G. Pooley, S. Kenderdine*, *Nature*, 214, 1190, 1967.
151. *P. C. van der Kruit*, *Astrophys. Lett.*, 11, 173, 1972.
152. *Г. М. Товмасын*, *Астрофизика*, 3, 555, 1967.
153. *Г. М. Товмасын*, *Астрофизика*, 2, 419, 1966.
154. *Н. М. Товмасын*, *Ap. J.*, 178, L47, 1972.
155. *R. D. Ekers*, *Physica Scripta*, 17, 188, 1977.
156. *R. D. Ekers*, *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, 1978, p. 49.
157. *D. S. Heeschen*, *Ap. J.*, 151, L135, 1968.
158. *M. H. Cohen, W. Cannon, G. H. Purcell, D. B. Shaffer, J. J. Broderick, K. I. Kellermann, D. L. Jauncey*, *Ap. J.*, 170, 207, 1971.
159. *D. S. Heeschen, E. K. Conklin*, *Ap. J.*, 196, 347, 1975.
160. *C. R. Lynds, A. R. Sandage*, *Ap. J.*, 137, 1005, 1963.
161. *P. J. Hargrave*, *M. N.*, 168, 491, 1974.
162. *B. J. Geldzahler, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, B. J. Clark*, *Ap. J.*, 215, L5, 1977.
163. *P. P. Kronberg, C. J. Pritchett, S. van den Bergh*, *Ap. J.*, 173, L47, 1972.
164. *S. van den Bergh*, *Astron. Astrophys.*, 12, 474, 1971.
165. *Н. М. Товмасын, Р. А. Сражек*, *Астрофизика*, 12, 21, 1976.
166. *Б. Е. Маркарян*, *Сообщ. Бюраканской обш.*, 34, 3, 1963.
167. *Н. М. Товмасын*, *Austr. J. Phys.*, 19, 565, 1966.
168. *Н. М. Товмасын*, *Austr. J. Phys.*, 19, 883, 1966.
169. *Н. М. Товмасын*, *Austr. J. Phys.*, 21, 193, 1968.
170. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, *Ap. J.*, 196, 339, 1975.

171. *J. W. Sulentic, A. J.*, 81, 582, 1976.
172. *G. Kojoian, H. M. Tovmassian, D. Dickinson, A. St. C. Dinger*, (in press).
173. *Г. М. Товмасын, В. Шервуд, Г. Метьюс, К. Солгер, Г. Шульц* (в подготовке к печати).
174. *J. H. Bieging, P. Biermann, K. Fricke, I. I. K. Paulny-Toth, A. Witzel*, *Astron. Astrophys.*, 60, 353, 1977.
175. *A. G. de Bruyn, A. S. Wilson*, *Astron. Astrophys.*, 53, 93, 1976.
176. *M. V. Penston, R. A. E. Fosbury, M. J. Ward, A. S. Wilson*, *M. N.*, 180, 19, 1977.
177. *M. G. Smith, C. Aguirre, M. Zemel'man*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 32, 217, 1976.
178. *G. Kojoian, D. Dickinson, H. M. Tovmassian, A. St. C. Dinger*, *Астрофизика*, 14, 447, 1978.
179. *C. M. Wade, A. J.*, 73, 876, 1968.
180. *P. G. van der Kruit*, *Astron. Astrophys.*, 15, 110, 1971.
181. *A. G. de Bruyn, A. G. Willis*, *Astron. Astrophys.*, 33, 351, 1974.
182. *G. H. Rieke, F. J. Low*, *Ap. J.*, 176, L95, 1972.
183. *D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips*, *Ap. J.*, 197, L41, 1975.
184. *M. M. Phillips, D. E. Osterbrock*, *P. A. S. P.*, 87, 949, 1975.
185. *D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Philips*, *Ap. J.*, 206, 898, 1976.
186. *G. Kojoian, R. A. Sramek, D. E. Dickinson, H. M. Tovmassian, C. R. Purton*, *Ap. J.*, 203, 323, 1975.
187. *W. H. McCutcheon, P. C. Gregory*, *A. J.*, 83, 566, 1978.
188. *В. А. Санамян, Р. А. Кандалян*, *Астрофизика*, 14, 623, 1978.
189. *В. А. Санамян, Р. А. Кандалян*, *Астрофизика*, 14, 687, 1978.
190. *R. R. Joyce, M. Simon*, *P. A. S. P.*, 88, 870, 1976.
191. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, *Ap. J.*, 207, 725, 1976.
192. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, *Ap. J.*, 191, 633, 1974.
193. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, *Ap. J.*, 191, L13, 1974.
194. *Г. М. Товмасын, Г. Коджоян* (в подготовке к печати).
195. *Г. М. Товмасын*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 40, 57, 1969.
196. *J. W. Sulentic*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 32, 171, 1976.
197. *J. T. Stocke, A. J.*, 83, 348, 1978.
198. *M. S. Roberts*, *External Galaxies and Quasi-Stellar Sources*, 1972, p. 67.
199. *D. T. Emerson*, *M. N.*, 169, 607, 1974.
200. *S. R. Gottesman, L. Weliachew*, *Ap. J.*, 195, 23, 1975.
201. *A. H. Rots*, *Astron. Astrophys.*, 45, 43, 1975.
202. *R. J. Allen*, *La Dynamique des Galaxies Spirales*, Ed. L. Weliachew, 1975, p. 157.
203. *D. H. Rogstad, M. C. H. Wright, I. A. Lockhart*, *Ap. J.*, 204, 703, 1976.
204. *F. Combes, S. T. Gottesman, L. Weliachew*, *Astron. Astrophys.*, 59, 181, 1977.
205. *K. Newton, D. T. Emerson*, *M. N.*, 181, 573, 1977.
206. *M. L. Reakes, K. Newton*, *M. N.*, 185, 277, 1978.
207. *D. H. Rogstad, R. M. Crutcher, K. Chu*, *Ap. J.*, 229, 509, 1979.
208. *M. P. Haynes, R. Giovanelli, M. S. Burkhead*, *A. J.*, 83, 938, 1978.
209. *D. H. Rogstad, I. A. Lockhart, M. C. H. Wright*, *Ap. J.*, 193, 309, 1974.
210. *J. V. Hindman, F. J. Kerr, R. X. McGee*, *Austr. J. Phys.*, 16, 570, 1963.
211. *F. J. Kerr*, *The Magellanic Clouds*, ed. C. Muller, 1971, p. 50.
212. *L. Weliachew, R. Sancisi, M. Gueltin*, *Astron. Astrophys.*, 65, 37, 1978.
213. *R. D. Davies*, *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, 1978, p. 274.

214. *H. van Woerden*, Structure and Properties of Nearby Galaxies, 1978, p. 274.
215. *J. M. van der Hulst*, Astron. Astrophys., 71, 131, 1979.
216. *A. H. Rots*, A. J., 83, 219, 1978.
217. *R. N. Whitehurst*, *M. S. Roberts*, Ap. J., 175, 347, 1972.
218. *M. C. H. Wright*, Ap. J., 204, 699, 1976.
219. *G. A. Cotrell*, M. N., 174, 455, 1976.
220. *K. J. van Damme*, Austr. J. Phys., 19, 687, 1966.
221. *J. V. Hindman*, Austr. J. Phys., 20, 147, 1967.
222. *C. Balkowski*, *L. Bottinelli*, *P. Chamaraux*, *L. Gouguenheim*, *J. Heidman*, Astron. Astrophys., 34, 43, 1974.
223. *J. R. Fisher*, *R. B. Tully*, Astron. Astrophys., 44, 151, 1975.
224. *L. Bottinelli*, *L. Gouguenheim*, Astron. Astrophys., 54, 641, 1977.
225. *G. R. Knapp*, *F. J. Kerr*, *B. A. Williams*, Ap. J., 222, 800, 1978.
226. *T. M. Heckman*, *B. Bolick*, *W. T. Sullivan III*, Ap. J., 224, 745, 1978.
227. *M. S. Roberts*, Science, 183, 371, 1974.
228. *P. C. van der Krutt*, *R. J. Allen*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 103, 1978.
229. *L. Weliachew*, Ap. J., 167, L47, 1971.
230. *J. B. Whiteoak*, *F. F. Gardner*, Astrophys. Lett., 15, 211, 1973.
231. *F. F. Gardner*, *J. B. Whiteoak*, Nature, 247, 526, 1974.
232. *L. J. Rickard*, *P. Palmer*, *M. Morris*, *B. E. Turner*, *B. Zuckerman*, Ap. J., 213, 673, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## СПЕКТРАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ С ДВУМЯ ЯДРАМИ

*Введение.* В последние годы в Бюраканской астрофизической обсерватории ведутся морфологические и спектральные исследования объектов с UV-избытком, открытых в Бюракане. В частности показано, что среди этих объектов встречаются как сверхассоциации, связанные с галактиками [1], так и галактики с двойными и кратными ядрами [2]. В ходе этих исследований было выявлено несколько тесных пар галактик, один из компонентов которых является UV-объектом, а другой, не включенный в список объектов с UV-избытком, имеет двухъядерную структуру.

В настоящей заметке речь идет о галактике, показывающей двухъядерную структуру, находящейся в непосредственной близости к UV-объекту Марк. 92. Эта галактика, возможно, также обладает спектральными характеристиками UV-объектов, но не включена в списки UV-объектов, по-видимому, из-за своей слабости и близости к Марк. 92.

Марк. 92 находится примерно на расстоянии 12'' от центра двухъядерной галактики, и, естественно, встает вопрос о их физической связи. В случае выявления такой связи интересно будет также выяснить, являются ли они отдельными образованиями, составляющими пару, или составными частями одной галактики.

*Наблюдения и результаты.* Прямые фотографии Марк. 92 и соседней с ней галактики получены нами в первичных фокусах 6-м телескопа САО АН СССР (15/16. XII. 1977 г.) и 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (30.XI/1. XII. 1976 г.). Спектр двухъядерной галактики получен 13—672

2/3 марта 1979 г. на 6-м телескопе с помощью спектрографа СП-160, работающего в сочетании с ЭОП М9ЩВ, с дисперсией 65 Å/мм в области  $\lambda\lambda$  5900—7200. Спектральное разрешение в области  $H_\alpha$  порядка 5 Å.

На прямых снимках галактика Марк. 92 очень компактная, имеющая сфероидальный вид (рис. 1), а соседняя галактика очень вытянута в направлении восток-запад и в своей экваториальной плоскости, в центре, имеет два сгущения примерно одинаковой яркости и сферической формы. Общий же фон галактики довольно однородный, без каких-либо структурных деталей. Интересной особенностью рассматриваемой пары является дугообразный мост, соединяющий западный конец галактики с Марк. 92.

Согласно [3], Марк. 92 является «компактным компонентом тесной пары и по спектральным признакам похожа на галактику типа Сейферта; другой компонент, расположенный к северо-востоку от первого,— линзовидная галактика с низкой поверхностной яркостью».

Спектральные наблюдения Марк. 92, выполненные Сарджентом [4], показали, что в ее спектре наблюдаются узкие эмиссионные линии  $H$ , таким образом, не подтвердили сейфертовскую природу этой галактики. Согласно [4], лучевая скорость Марк. 92 равна 4330 км/с.

При получении спектра двухъядерной галактики щель спектрографа была направлена вдоль экваториальной плоскости и проходила через оба сгущения. В спектре обоих ядер видны узкие эмиссионные линии [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31,  $H_\alpha$ , [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83. Непрерывный спектр довольно слабый, в особенности в области вышеуказанных линий. Последние простираются примерно на  $20''$  в направлении, перпендикулярном дисперсии, или примерно на 5.7 кпс ( $z = 0.0104$ ,  $H = 75$  км/с·Мпс). Таким образом, эмиссионные линии наблюдаются почти по всей длине галактики, причем в области ядер заметного возрастания яркости эмиссионных линий не наблюдается. В табл. 1 приведены измеренные лучевые скорости и некоторые другие данные о ядрах этой галактики. Через «а» обозначено западное ядро, а через «b» — восточное.

Таблица 1

Ядро	$m_{pg}$	$M_{pg}$	$v_r$ (км/с)	$\sigma_{v_r}$ (км/с)	$\Delta v_r$ (км/с)	$\sigma_{\Delta v_r}$ (км/с)	Расстояние между ядрами	
							(сек. дуги)	(кпс)
a	18. <sup>m</sup> 7	-15. <sup>m</sup> 2	4510	60	65	75	6	1.7
b	19.0	-14.9	4445	45				

Приведенные в табл. 1 фотографические величины оценены глазомерно по пластинкам, с привязкой к окружающим галактики звездам, звездные величины которых были оценены по картам Паломарского обозрения.

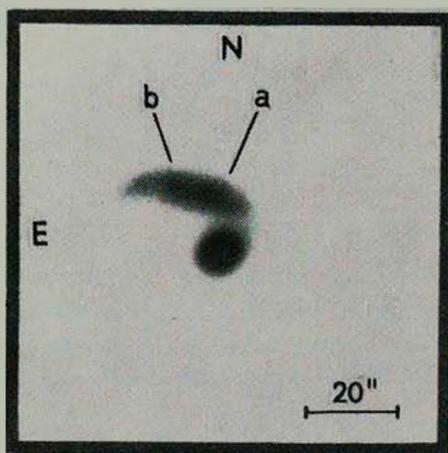


Рис. 1. Репродукция снимка Марк. 92 и соседней с ней галактики (6-м телескоп САО, эмульсия ORWO Zu-2, экспозиция 20 мин).

К ст. А. Р. Петросяна, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикяна

В качестве стандартов использованы звезды шарового скопления М3. Лучевые скорости ядер исправлены за движение Солнца вокруг центра Галактики. При вычислении абсолютной звездной величины ядер и линейного расстояния между ними для постоянной Хаббла принималось значение  $H = 75$  км/с·Мпс. Местоположения эмиссионных линий областей «а» и «б» в спектре галактики определены приблизительно по их непрерывным спектрам.  $\sigma_{v_r}$  и  $\sigma_{\Delta v_r}$  — среднеквадратичные ошибки отдельного измерения лучевых скоростей.

В области ядер «а» и «б» оценены относительные интенсивности линий  $H_{\alpha}$  и  $[N II] \lambda 6583$  и дублета  $[S II] \lambda\lambda 6717/31$ . Они оказались равными:

$$\left[ \frac{I_{H_{\alpha}}}{I_{[NII]}} \right]_a = 5.0, \quad \left[ \frac{I_{H_{\alpha}}}{I_{[NII]}} \right]_b = 5.3,$$

$$\left[ \frac{I_{6717}}{I_{6731}} \right]_a = 0.7, \quad \left[ \frac{I_{6717}}{I_{6731}} \right]_b = 0.6.$$

Из значений отношений интенсивностей линий  $[S II]$  и по кривой, приведенной в [5], определены электронные плотности  $n_e \sim 4 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup> и  $n_e \sim 7 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>, для областей „а“ и „б“ соответственно.

Некоторые данные для Марк. 92 и двухъядерной галактики собраны в табл. 2.

Таблица 2

	$m_{pg}$	$M_{pg}$	$v_r$ (км/с)	Размеры		Расстояние между центрами объектов	
				сек. дуги	кпс	сек. дуги	кпс
Марк. 92	15 <sup>m</sup> .0	-18 <sup>m</sup> .8	4330	8.6×6.9	2.4×2.0	15	4.2
Двухъядерная галактика	16.0	-17.9	4477	27.5×7.7	8.0×2.2		

**Закключение.** Исследование галактики Марк. 92 и ее соседа—двухъядерной галактики показывает, что оба объекта имеют эмиссионные спектры с узкими линиями, причем значения лучевых скоростей у них близки друг к другу. Эмиссионные линии довольно сильны и в спектре двухъядерной галактики, поэтому можно предположить, что она также является UV-галактикой\*. Это подтверждается также тем, что на картах Паломарского обозрения двухъядерная галактика имеет голубой цвет.

\* По нашей просьбе Б. Е. Маркарян просмотрел снимок области вокруг Марк. 92, полученный с помощью объективной призмы. Оказалось, что двухъядерная галактика как будто имеет слабый UV-избыток, который замывается спектром Марк. 92, и едва заметную эмиссию в  $H_{\alpha}$ .

Таким образом, мы имеем два объекта со сходными спектральными особенностями и близкими значениями лучевых скоростей. Кроме того, как это уже отмечалось выше, они соединены слабым мостом. Все это делает вполне вероятным, что объекты составляют физическую пару и, вероятно, имеют общее происхождение.

*Spectral Investigation of a Double Nuclei Galaxy.* The results of photographic and spectroscopic observations of a galaxy neighbouring Mark 92 carried out with the 6 m telescope of SAO and the 2.6 m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory are presented. It has been shown that the neighbour galaxy has two spherical condensations of about the same brightness in the central part. Both condensations have narrow emission-line spectra with about the same redshift as Mark 92. It has been suggested that Mark 92 and neighbour galaxy form a physical pair.

6 марта 1980

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
5. D. Pequignot, S. M. V. Aldrovandi, G. Stasinska, *Astron. Astrophys.*, 58, 411, 1977.

УДК 523.852.24

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Интерес к кометарным туманностям возрос после работы В. А. Амбарцумяна [1], в которой показано, что излучение звезд типа Т Тау, ассоциируемых с кометарными туманностями, носит нетепловой характер. Известно [2—4], что некоторые кометарные туманности имеют 7 ÷ 15% поляризации. Собственной поляризацией света обладают и звезды типа Т Тау [5], связанные с кометарными туманностями. Поэтому электропо-

ляриметрические наблюдения кометарных туманностей представляют определенный интерес.

Электрополяриметрические наблюдения девяти кометарных туманностей из каталога [6] были проведены в конце августа 1979 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью электрополяриметра, вмонтированного в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа. При наблюдении вокруг некоторых кометарных туманностей было проведено также электрополяриметрическое наблюдение звезд фона. Для определения инструментальной поляризации были наблюдаемы две звезды, степень поляризации которых  $< 0.3\%$ , и группа звезд, у которых степень поляризации  $> 1.5\%$ , с различными позиционными углами преимущественных колебаний электрического вектора. Степень инструментальной поляризации составляла в визуальной области спектра  $3.1\%$ , а в фотографической —  $2.7\%$ , с позиционными углами преимущественных колебаний электрического вектора, равными  $94^\circ$ . После учета инструментальной поляризации для стандартных звезд BD 373879, BD 60602, BD 57399 и BD 582492 средняя ошибка измерения степени поляризации составила  $\pm 0.35\%$ , а позиционного угла —  $\pm 4^\circ$ .

Результаты предварительных электрополяриметрических наблюдений кометарных туманностей приведены в табл. 1. При наблюдениях в фотометре была использована 5 мм диафрагма (диаметром  $25''$ ), в центре которой располагалась ассоциированная с кометарной суманностью звезда или самая яркая часть туманности, если звезда не выделялась.

В табл. 1 в соответствующих столбцах представлены: время наблюдений, номер объекта по [6], измеренные параметры поляризации ( $\bar{P}$ ,  $\bar{\Theta}$ ) и использованный светофильтр.

Кометарные туманности № 6, 97 и 103 наблюдались более пяти раз.

Как видно из табл. 1, большое значение степени поляризации света показали три кометарные туманности: № 103, 97 и 6. У кометарной туманности № 103 (LkH<sub>α</sub> 233) степень поляризации зависит от длины волны, а именно, с увеличением длины волны степень поляризации уменьшается, как это имеет место и у кометарной туманности M2-9 [4]. Вместе с тем, ни одна звезда в ее окружении ярче  $11^m 0$  не показывает поляризации больше  $0.5\%$  [7]. Некоторые звезды фона, расположенные дальше (более  $1^\circ$ ) от LkH<sub>α</sub> 233, показывают незначительную степень поляризации со средним позиционным углом  $85^\circ$ , т. е. более чем на  $60^\circ$  отклонены от направления преимущественных колебаний электрического вектора поляризации LkH<sub>α</sub> 233.

В работе [7] зависимость степени поляризации ядер LkH<sub>α</sub> 233 от длины волны (диафрагма  $10''$ ) отличается от той же самой зависимости, полученной нами с диафрагмой  $25''$ , которая охватывает почти все излу-

ние туманности LkH<sub>2</sub> 233. Этим и можно объяснить разницу в результатах наблюдений. Что же касается позиционного угла ( $\Theta$ ) степени поляризации, то он в пределах ошибок измерений совпадает и почти перпендикулярен к направлению кометы.

Таблица 1

Время наблюдений	Объект	$\bar{P}$ %	$\bar{\Theta}^\circ$	Область спектра
27.08.1979	95	<1.5	—	без фильтра
28.08.1979	89	<1.5	—	" "
	90	<1.5	—	" "
	91	1.3	58	" "
	92	<1.0	—	" "
		<0.3	—	V
		1.3	40	B
		0.9	35	без фильтра
	103	9.3	146	" "
		6.9	147	V
		10.8	146	B
29.08.1979	91	<1.5	—	без фильтра
		<1.0	—	" "
	97	7.0	103	" "
31.08/1.09.1979	6	6.5	96	V
		6.3	98	B
01.09.1979	104	2.7	81	без фильтра

Эти данные указывают на то, что поляризация кометарной туманности LkH<sub>2</sub> 233 обусловлена электронным рассеянием или частичным рассеянием света звезд пылевым облаком, как это имеет место для туманности M2-9 [4].

Из-за небольшой яркости кометарной туманности № 97 она наблюдалась без светофильтра. Расположенные близ туманности звезды (в проекции) показывают небольшую степень поляризации, а позиционные углы сильно отклонены ( $45^\circ$ ) от позиционного угла преимущественных колебаний электрического вектора поляризации кометарной туманности № 97, почти перпендикулярного направлению хвоста самой кометы. Последнее дает основание предполагать, что поляризация кометарной туманности № 97 не имеет межзвездного происхождения.

Что касается кометарной туманности № 6, то для нее картина более ясна. В этом случае 11 звезд фона, расположенных близ кометарной туманности № 6, также имеют большую степень поляризации ( $4 \div 7\%$ ),

согласно [8], а направление плоскости преимущественных колебаний электрического вектора поляризации ( $\bar{\Theta} = 95^\circ$ ) совпадает с направлением преимущественных колебаний электрического вектора плоскости поляризации кометарной туманности № 6. Кроме того, степень поляризации этого объекта почти не зависит от длины волны, как это имеет место для кометарной туманности M2-9 и LkH<sub>α</sub> 233. Отсюда можно сделать вывод, что наблюдаемая поляризация света объекта № 6 обусловлена межзвездной средой. Что касается остальных кометарных туманностей (см. табл. 1), то для них заметная поляризация не обнаружена, вследствие чего трудно отдать предпочтение собственному или межзвездному происхождению поляризации.

В заключение выражаю благодарность Г. В. Абрамяну за оказанную им помощь во время наблюдений.

*The Results of Electropolarimetric Observations of Cometary Nebulae.* The results of electropolarimetric observations of nine Cometary Nebulae on the 2.6 m telescope of the Byurakan observatory are given. The Cometary Nebula LkH<sub>α</sub> 233 has shown a high intrinsic light polarization.

10 декабря 1979

Р. А. ВАРДАНЯН

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской obs., 13, 1954.
2. Э. Е. Хачикян, Сообщ. Бюраканской obs., 25, 67, 1958.
3. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюраканской obs., 32, 1963.
4. N. Calvet, M. Cohen, M. N., 182, 687, 1978.
5. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской obs., 35, 2, 1964.
6. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Сообщ. Бюраканской obs., 51, 1979.
7. F. S. Vrba, G. D. Schmingm, P. M. Hintzen, Ap. J., 227, 185, 1979.
8. J. S. Hall, Publ. Naval Obs., 17, Part 6, 1958.

УДК 523.035

#### О НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОБЛЕМЕ МИЛНА

Проблема Милна в теории переноса излучения заключается в нахождении положительных решений задачи переноса в полупространстве при

отсутствии источников в конечной части пространства [1]. Решение классической проблемы Милна обладает тем свойством, что плотность излучения неограниченно возрастает с глубиной. Поэтому в случае задач переноса в спектральных линиях естественным образом возникает вопрос об учете нелинейных эффектов [2—4].

Настоящая заметка представляет собой первую попытку рассмотрения проблемы Милна в нелинейной постановке. Применяется метод автора решения нелинейных задач переноса [2] (см. также [4], § 2.5), приближающийся к методу самосогласованных оптических глубин Амбарцумяна [3].

Рассмотрим задачу изотропного когерентного рассеяния резонансного излучения в полупространстве, равномерно заполненном атомами с двумя дискретными энергетическими уровнями 1 и 2, и свободными электронами. Пусть  $n$  и  $n_e$  — число атомов и свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Уравнение переноса имеет вид

$$\eta \frac{dI(z, \eta)}{dz} = -k \left( n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) I + \frac{A_{21}}{2} n_2. \quad (1)$$

Здесь  $I(z, \eta)$  — интенсивность излучения на геометрической глубине  $z$ , рассчитанной от плоской границы среды;  $\eta$  — косинус угла, составленного с внутренней нормалью границы среды;  $k$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом;  $n_1 = n_1(z)$  и  $n_2 = n_2(z)$  суть числа атомов в  $1 \text{ см}^3$ , находящихся в основном и возбужденном состояниях;  $g_1$  и  $g_2$  — статистические веса этих состояний;  $A_{21}$  — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода;  $a_{21}$  — коэффициент перехода  $2 \rightarrow 1$  вследствие электронных ударов второго рода.

Условия стационарности и граничные условия суть

$$-k \left( n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) S + (A_{21} + a_{21}) n_2 = 0, \quad (2)$$

$$n_1 + n_2 = n = \text{const}, \quad S(z) = \int_{-1}^1 I(z, \eta) d\eta.$$

$$I(0, \eta) = 0, \quad \eta > 0. \quad (3)$$

Поставим задачу об определении положительного решения задачи (1)—(3) такого, что

$$\int_0^{\infty} \left[ n_1(z) - \frac{g_1}{g_2} n_2(z) \right] dz = +\infty. \quad (4)$$

Введем реальную оптическую глубину  $\tau$  (см. [2, 3])

$$\tau = k \int_0^z \left[ n_1(t) - \frac{g_1}{g_2} n_2(t) \right] dt. \quad (5)$$

С учетом (2) получаем

$$z = \frac{\tau}{kn} + c \int_0^{\tau} B(t) dA, \quad c = \frac{g_1 + g_2}{(A_{21} + a_{21}) ng_2}. \quad (6)$$

Функция  $B(\tau) = S(z)$  удовлетворяет следующему уравнению (см. [2]), хорошо известному в линейной теории переноса:

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} E_1(|\tau - t|) B(t) dt, \quad \lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + a_{21}}. \quad (7)$$

Уравнение (7) обладает положительным решением

$$B(\tau) = e^{p\tau} \left[ 1 + \int_0^{\tau} \Phi(t) e^{-pt} dt \right], \quad (8)$$

где  $p = p(\lambda)$  — решение характеристического уравнения

$$\frac{\lambda}{2p} \ln \frac{1+p}{1-p} = 1.$$

$\Phi = \Phi_\lambda$  определяется из уравнения восстановления

$$\Phi(\tau) = L(\tau) + \int_0^{\tau} L(\tau - t) \Phi(t) dt, \quad (9)$$

где  $L(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau\eta} \varphi(\eta) d\eta$ , а  $\varphi$  — функция Амбарцумяна.

Если  $\lambda < 1$ , то

$$\int_0^{\infty} \Phi(\tau) d\tau = (1 - \lambda)^{-1/2}.$$

Если же  $\lambda = 1$ , то

$$\int_0^{\tau} \Phi(t) dt \sim \sqrt{3} \tau \text{ при } \tau \rightarrow +\infty. \quad (10)$$

Из (6) и (10) имеем

$$z = \frac{\tau}{kn} + \frac{c}{p} B(\tau) - \frac{1}{p} \left[ 1 + \int_0^{\tau} \Phi(u) du \right] \text{ при } \lambda < 1, \quad (11)$$

$$z \sim \frac{\sqrt{3}}{2} \tau^2 \text{ при } \tau \rightarrow \infty, \quad \lambda = 1,$$

поэтому при  $z \rightarrow \infty$  справедлива асимптотика

$$S(z) \sim \frac{p}{c} z \text{ при } \lambda < 1 \text{ и } S(z) \sim \sqrt{2\sqrt{3}} \sqrt{z} \text{ при } \lambda = 1. \quad (12)$$

Формула (12) указывает на то, что учет нелинейных эффектов качественно изменяет асимптотику решения проблемы Милна как в неконсервативном, так и в консервативном случаях.

Случай рассеяния в спектральной линии с учетом перераспределения излучения по частотам будет рассмотрен отдельно.

*On nonlinear Miln's problem.* The nonlinear Miln's problem in semiinfinite atmosphere consisting of two-level atoms is considered. It is shown that there is a qualitative difference between asymptotics of solutions of linear and nonlinear Miln's problems.

9 апреля 1979

Н. Б. ЕНГИВАРЯН

Ереванский государственный  
университет

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
2. Н. Б. Енгибарян, *Астрофизика*, 1, 3, 1965; 2, 1, 1966.
3. В. А. Амбарцумян, в сб. «Теория звездных спектров», Наука, М., 1966.
4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

# CONTENTS

SOUTHERN PECULIAR AND INTERACTING GALAXIES WITH EMISSION SPECTRA . . . . .	397
<i>T. M. Borchkhadze, R. M. West</i>	
ON THE POSSIBLE INTERACTION OF NGC 1275 TWO GAS SYSTEMS. SPECTROPHOTOMETRIC DATA . . . . .	405
<i>V. L. Afanasjev, I. I. Pronik</i>	
STARS AND CONTINUOUS OBJECTS AMONG OPTICALLY IDENTIFIED EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES	
<i>V. B. Nebelitsky, N. N. Somov, T. A. Somova, O. I. Spiridonova, A. F. Fomenko</i>	
OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET EXCESS ON THE RADIO TELESCOPE RATAN-600. III	419
<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandalian</i>	
INDUCED STAR FORMATION AND COLOURS OF BINARY AND INTERACTING GALAXIES . . . . .	425
<i>M. A. Smirnov, B. V. Komberg</i>	
AN UNUSUAL VARIABLE STAR CH CYG . . . . .	431
<i>L. S. Luud</i>	
ON THE MACROSTRUCTURE OF SPECTRA OF HOT STARS IN ULTRAVIOLET . . . . .	443
<i>S. S. Rustambekova</i>	
ULTRAVIOLET SPECTROPHOTOMETRY OF STARS IN THE ORION ASSOCIATION . . . . .	457
<i>R. Ch. Hovhannessian, K. G. Gasparian</i>	
STUDIES ON THE PASHEN HYDROGEN LINES AND INFRARED TRIPLET Ca II IN THE SPECTRUM OF THE MAGNETIC STAR $\delta$ Cr B. II.	469
ON THE VARIATIONS IN PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERE OF THIS STAR	
<i>N. S. Polosuchina, A. G. Sherbakov, V. P. Malanushenko</i>	
AN EXPLANATION OF STAR LIGHT POLARIZATION CHANGES BY AN "ACTIVE LONGITUDE" HYPOTHESIS WITH U MON AS AN EXAMPLE	483
<i>T. A. Polyakova</i>	
TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS IN T ASSOCIATIONS. I.	491
<i>G. N. Salukvadze</i>	
THE ANALYTIC SOLUTIONS OF HIGH ACCURACY OF MONOCHROMATIC LIGHT SCATTERING PROBLEM IN A FLAT LAYER	505
<i>M. A. Mnatsakanian</i>	
ON THE ILLUSION OF SUPERLUMINALLY VELOCITIES CREATED BY GRAVITATIONAL LENS . . . . .	513
<i>L. H. Ingel</i>	
CYCLOTRON ABSORPTION OF X-RAYS OF CLASSICAL PLASMA IN STRONG MAGNETIC FIELDS OF NEUTRON STARS	535
<i>V. V. Zheleznyakov</i>	
PLASMA PROCESSES BEHIND METAGALACTIC SHOCK FRONTS	539
<i>A. S. Zentsova, V. A. Urpin</i>	
REVIEWS	
RADIO EMISSION OF EXTRAGALACTIC OBJECTS . . . . .	553
<i>H. M. Tovmassian</i>	
NOTES	
SPECTRAL INVESTIGATION OF A DOUBLE NUCLEI GALAXY	
<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	
THE RESULTS OF ELECTROPOLARIMETRIC OBSERVATIONS OF COMETARY NEBULAE	589
<i>R. A. Vardanian</i>	
ON NONLINEAR MILN'S PROBLEM . . . . .	592
<i>N. B. Yengibarian</i>	
	595

## СОДЕРЖАНИЕ (Продолжение)

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ ЗАДАЧИ О МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В ПЛОСКОМ СЛОЕ <i>М. А. Мнацаканян</i>	513
ОБ ИЛЛЮЗИИ СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЕЙ, СОЗДАВАЕМОЙ ГРАВИТАЦИОННЫМИ ЛИНЗАМИ . . . . . <i>Л. Х. Ингель</i>	535
ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ <i>В. В. Железняков</i>	539
ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ЗА ФРОНТАМИ МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН . . . . . <i>А. С. Зенцова, В. А. Урпин</i>	553
ОБЗОРЫ	
РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ . . . . . <i>Г. М. Товмисян</i>	563
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
СПЕКТРАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ С ДВУМЯ ЯДРАМИ <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	589
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ . . . . . <i>Р. А. Варданян</i>	592
О НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОБЛЕМЕ МИЛНА . . . . . <i>Н. Б. Енибарян</i>	595