

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XIV Б. Е. Миржарян, В. А. Липовечный, Дж. А. Степанян	549
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 714 В. А. Афанасьев, В. А. Анпиловский, А. И. Шаповалов	557
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК ТИПА M 82. II. NGC 972 И NGC 1433 Н. К. Андреевич, Э. Е. Хачикян	577
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК В. Е. Караченцев, И. А. Караченцева	581
СКОПЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК Б. И. Фесенко	599
СИНХРОННЫЕ УФV-НАБЛЮДЕНИЯ UV Кита. II Н. Н. Килчиков, Н. Д. Медиян, А. В. Миржарян, В. С. Швачкин	605
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ K MON И NGC 2261. II Дж. А. Гринстейн, М. А. Киварян, Т. Ю. Мотилян, Э. Е. Хичикян	615
СПЕКТР ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 2-1 ВВ 208 В КРАСНОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ Р. Н. Носков	631
О ПРИЧИНАХ НИЗКОГО СОДЕРЖАНИЯ ГАЗА В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ В. Г. Горбачев	637
О РОСТЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВГЛУБЬ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В. А. Урпик, Д. Г. Яковлев	647
МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИЕСЯ КОНФИГУРАЦИИ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ А. В. Саркисян, Э. В. Чубириян, А. С. Геворкян	657
УРАВНЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ КОНВЕКЦИИ. II. ЗАМЫКАНИЕ СИСТЕМЫ Н. И. Ковалев	671
К ТЕОРИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОТОСКОПЛЕНИЯХ А. С. Зильберштейн, А. Д. Чернин	689
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-60. II В. А. Спаямян, Р. А. Кандалян	701
НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ЗЕРНИГА—АРО НА ЧАСТОТЕ 100 ГГц Р. А. Кандалян, В. А. Спаямян	705
ФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ ТИПОВ В ДИАПАЗОНЕ 1.07—2—35 МКМ В. Э. Аветисян, В. В. Кирьян, Ю. К. Медик-Алвардьян, Г. М. Товмасын	707
НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ В ОБЛАСТИ ЛЕБЕДИ Г. Волин	712
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА У МОЛОДЫХ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ М. А. Полядин	714

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոլարշուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թոլմասյան,
Ի. Մ. Կուշիրով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբավոր), Ի. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Սիրգույան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սելիով, Վ. Վ. Սիրոյն
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլոցյան (սխառարարական 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 галактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен 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 ճանդես է, որ հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղալուսնիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զմով:

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

Հանդեսը լայն է տեսնում տարեկան 4 հանգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդակիցը 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Ուսմաներդարգվել կարելի է «Առարկային»-ի բոլոր բաժանմուններում, իսկ առաքանմանում «Մեմբրանագրեայա կնիքա» զորձակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

❶ Издательство АН Арм. ССР, 1979.

«Астрофизика».

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XIV

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 16 мая 1979

Представляется XIV список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом. Список содержит данные о 97 галактиках. Из них у 39 обнаружено, а у 26 заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. Предсказывается присутствие сейфертовских особенностей у пяти объектов — № 1308, 1310, 1344, 1347, 1383 и природа QSO у объекта № 1320.

Настоящий список является непосредственным продолжением предыдущего XIII списка [1]. В оба списка, составленные одновременно, вошли объекты, расположенные в различных зонах склонения. Но XIII список охватывает от 7.5 до 11.5, а XIV список от 11.5 до 15.5 часов прямого восхождения. Поэтому все сделанные в тексте к XIII списку замечания в равной мере относятся и к этому списку.

В нижеследующей таблице приводятся данные о 97 галактиках, обладающих сильным или умеренным ультрафиолетовым континуумом, обусловливаемым избыточным ультрафиолетовым излучением их ядер или центральных частей.

У 39 галактик обнаружено, а у 26 заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре.

Следует отметить, что из-за очень низкой дисперсии применяемой аппаратуры в спектрах обнаруживаются лишь контрастные и интенсивные эмиссионные линии. Выбор же такой аппаратуры преследует цель распространить обзор на более слабые объекты.

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ
КОНТИНУУМОМ. XIV

№	Галактика	Координаты		Размеры	m _{pg}	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1303		11 ^h 37 ^m 7	- 0°08'	9×7	16 ^m 5	ds2e:
1304	0-30-19	39.7	+ 0 37	20×14	14.5	d1e
1305	723°	40.5	- 8 05	20	15.5	sd2e
1306		42.8	- 9 47	12×9	16	ds1
1307	0-30-32	50.1	- 2 11	15×27	15.5	d1e
1308*	745°	51.7	+ 0 25	28	14	s1e
1309		55.3	- 9 54	13	15	ds2e:
1310*		58.7	- 3 23	13×11	16.5	s1e
1311		12 08.0	- 1 03	13×9	16	sd3
1312		09.1	+20 07	12×8	16	ds3e:
1313		09.6	- 0 21	12×7	16	ds2
1314		11.4	- 9 17	13	16	d3
1315		12.8	+20 54	9	16.5	d1e
1316		13.5	+20 35	9	15.5	s3e
1317		15.3	+18 43	6	16.5	sd3
1318	1-31-50	16.6	+ 4 08	9×6	16	d1e
1319		16.7	+18 21	13	16	ds2e:
1320**		16.7	- 1 33	7	15	s1
1321		16.9	+ 5 19	16×10	16	ds3e
1322		21.3	- 1 13	8	16.5	sd2
1323		21.3	+ 3 21	14×8	16	d1
1324	1-32-60	23.7	+ 5 45	23×14	15	sd3e:
1325	4410	23.9	+ 9 17	10	16.5	ds3e:
1326	4416	24.2	8 12	13	15.5	sd3
1327		24.8	- 8 03	7	16.5	d3e:
1328	3453	29.0	+15 08	6	16.5	d2e:
1329	3589-3591	34.5	+ 7 12	9	16.5	d2e
1330	4593	37.1	- 5 04	30	13.5	s2e
1331		38.1	- 9 58	9	16.5	ds2
1332		39.4	- 3 18	15×9	16	d3
1333	4628	39.8	- 6 41	17	14.5	ds3e:
1334	4671	43.2	- 6 48	25	13.5	sd2e
1335	5-30-79	44.4	+26 50	15×13	16.5	sd2e:
1336		46.7	- 9 01	13	15.5	sd2
1337	-1-33-34	49.9	- 9 30	17	15	d3e:

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1338		12 ^h 50 ^m 7	+ 25° 32'	9"	17 ^m	d3
1339		51.7	+ 5 37	20×10	16.5	d3e
1340		54.2	+ 6 12	12×10	16	s2
1341	4904	58.4	+ 0 14	13	16	s2e
1342		58.5	— 5 16	23×13	15	d3e:
1343		13 06.5	+ 7 14	13	16.5	d1e
1344*	4990	06.8	— 5 00	20	14.5	s2e
1345		17.2	+ 20 24	12× 8	15.5	sd3e
1346	5107	19.1	+ 38 48	12	16	ds1e
1347*		20.4	+ 8 25	15×10	15.5	s1e
1348		22.2	+ 76 13	12	16.5	ds3e:
1349	5179	27.0	+ 12 01	21×12	14.5	s3e:
1350		28.2	+ 12 47	5	16.5	ds2e:
1351		29.8	+ 3 18	13× 8	16.5	d3e
1352		30.0	+ 13 05	12× 9	15.5	d3e:
1353		30.6	+ 7 23	13×10	17	sd2e
1354		30.6	+ 9 46	8× 6	16	d3
1355		30.8	+ 9 47	7× 5	15.5	s3
1356		32.7	+ 10 57	8: 14+12×8	16+16.5	sd3e+ds3
1357		38.6	— 3 57	9× 7	16.5	s2
1358		41.9	+ 5 22	18	16.5	s3e:
1359		42.1	+ 20 28	18×10	15	d3e
1360		44.5	+ 11 52	7	15.5	d3
1361		44.6	+ 11 21	18×10	15.5	ds3e
1362		47.6	+ 23 33	16×11	16.5	d3e
1363	5339	51.2	— 7 40	18	16.5	ds3e
1364		51.6	— 1 02	14×12	16.5	d3
1365	3—35—37	52.1	+ 15 17	24×13	14.5	s3e
1366		52.9	+ 6 51	14×10	16	d+2e:
1367		57.6	+ 4 20	15×10	15.5	ds3
1368		14 00.4	+ 7 01	15×13	16.5	d1e
1369		02.0	+ 36 57	12× 8	17	ds1e
1370		05.7	+ 7 35	14	16	sd3e:
1371		06.2	+ 15 27	12× 8	16.5	s3e:
1372		06.5	+ 14 59	27×12	16	sd3e:
1373		07.7	— 3 55	8	16.5	ds3
1374		08.7	+ 1 30	18×10	16.5	s3

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1375		14 ^h 09 ^m 6	+32°10'	16×14"	16 ^m	d3
1376	5506	10.7	— 2 59	20	16	s3e
1377		12.2	+13 36	13×9	16.5	ds3
1378		12.5	+66 02	14×8	16.5	ds3e:
1379	5534	15.1	— 7 10	15+8	14+16	s1e+d1e
1380		18.9	+30 51	14	16.5	d3
1381		18.9	+ 5 17	16×13	16.5	d3e
1382		25.6	— 1 27	14×10	15.5	d3
1383*		26.5	+ 1 31	10	15	s1e
1384		30.4	+ 6 13	6	17	sd1e:
1385		37.5	— 5 59	14×10	16.5	d3
1386		37.7	+41 15	12	17	ds2e
1387		41.5	+16 41	16×13	16	ds2e
1388		48.4	+22 56	15	16	ds2e
1389		50.0	+79 58	15×12	15.5	ds2
1390		58.5	+ 0 53	9	16.5	d3
1391	3-38-68	58.5	+17 09	20·17	16	d3
1392		15 03.5	+ 3 54	14	15.5	s2e
1393		06.4	— 0 01	8	16.5	sd2e
1394		07.1	— 7 38	18×12	15.5	ds3e:
1395	1102*	08.6	+ 4 29	20×10	15.5	s3
1396		11.1	+ 4 43	12×8	16.5	ds3
1397		14.7	+24 40	18×15	15.5	sd2e:
1398		15.9	+69 31	11×8	16.5	ds2e
1399		23.3	+33 45	10×7	17	d3e:

Примечания к списку

1303 — Компактная, овальной формы.

1304 — Тесно-двойная, в общей оболочке. Имеет сложную структуру. Наблюдается значительный выброс на SW, может быть также на западе. В спектре наблюдается в эмиссии балмеровская серия, N₁, N₂ и λ 3727.

1305 — Сферическая, с заметной оболочкой и выступом на SW.

1306 — Сфероидальная, со значительной короной.

1307 — Тесно-двойная, в общей оболочке. Наблюдаются мало развитая асимметричная корона на западе и голубой спутник на расстоянии 27" к востоку.

1308 — Сферическая. На западе, на расстоянии 30", имеется образование 17^m5, возможно спутник. Имеет звездообразное ядро. Можно уверенно предсказать наличие сейфертовских особенностей.

1309 — Расстроенная спираль, в которой наблюдается конденсированное образование, по-видимому, H II область.

- 1310 — Овальная, компактная. Можно заподозрить наличие сейфертовских особенностей.
- 1311 — Овальная.
- 1312 — Галактика овальной формы.
- 1313 — Сферондальная.
- 1314 — Почти сферическая.
- 1315 — Звездообразная, но не конденсированная. Находится на периферии пекуляриной, по-видимому, спирали NGC 4204. Связь ее с указанной галактикой сомнительна.
- 1316 — Сферическая, компактная.
- 1317 — Сферическая.
- 1318 — Сферондальное образование, может быть двойная с большим выбросом на SE.
- 1319 — Почти сферическая.
- 1320 — На прямых снимках не отличается от звезд. По спектральному изображению можно предсказать наличие сейфертовских особенностей или природу QSO.
- 1321 — Сферондальная, с короной. Вытянута почти по з.
- 1322 — Сферическая, компактная.
- 1323 — Овальная.
- 1324 — Сферондальная.
- 1325 — Центральное сгущение тройной системы в общем тумане.
- 1326 — Ядро яркой спиральной галактики.
- 1327 — Сферическая, компактная.
- 1328 — Кометообразная галактика. Данные относятся к головке.
- 1329 — Галактика кометарного вида. Данные относятся к головке. В спектре наблюдаются H_1 и $(N_1 + N_2 + H_1)$.
- 1330 — Ядро яркой галактики типа SBb. Не исключена возможность, что линии уширены.
- 1331 — Сферическая, компактного вида.
- 1332 — Сферондальная.
- 1333 — По-видимому, ядро спирали, видимой с ребра. Holm 441 [2].
- 1334 — Сферическая, с оболочкой.
- 1335 — Сферондальная.
- 1336 — Ядро галактики сложной структуры.
- 1337 — Яркое ядро слабой спирали. Holm 476 [2].
- 1338 — Сферическая.
- 1339 — Сферондальная. Вытянута с NW на SE.
- 1340 — Сферондальное образование. Судя по спектральным изображениям, не исключена возможность проектирования звезды на галактику.
- 1341 — Пекулярная спираль с двумя ядрами. Данные относятся к восточному компоненту. Западный мало конденсирован.
- 1342 — Эллиптической формы.
- 1343 — Сферондальная галактика с короной и слабым выбросом на востоке.
- 1344 — Сферическая, с короной. Возможно присутствие широких эмиссионных линий.
- 1345 — Овальная.
- 1346 — По-видимому, галактика NGC 5107 является двойной системой со слившимися компонентами. Данные относятся к западному компоненту.
- 1347 — По-видимому, ядро спиральной галактики. Вытянута по б. Не исключена возможность наличия сейфертовских особенностей.
- 1348 — Почти сферическая.

- 1349 — Судя по спектральным изображениям, можно заподозрить присутствие голубого звездобразного ядра.
- 1350 — Ядро галактики сложной структуры.
- 1351 — Овальная.
- 1352 — Почти сферическая, с короной.
- 1353 — Сфероидальная.
- 1354 — Овальная.
- 1355 — Центральная часть вытянутой по λ галактики.
- 1356 — Тесная пара сфероидальных галактик в общем тумане.
- 1357 — Овальная.
- 1358 — Сферическая.
- 1359 — Диффузный объект со слабым UV-континуумом.
- 1360 — По-видимому, ядро спиральной галактики, наблюдаемой с ребра. Вытянута по λ .
- 1361 — По-видимому, спиральная галактика с перемычкой и малоразвитыми рукавами.
- 1362 — Сфероидальная. Вытянута по λ .
- 1363 — Ядро SBb галактики.
- 1364 — Овальная.
- 1365 — Сфероидальная.
- 1366 — Сфероидальное образование компактного вида.
- 1367 — Сфероидальная.
- 1368 — Сфероидальная. Возможно тесно-двойная.
- 1369 — Слегка вытянута по λ . Как будто имеет слабую оболочку.
- 1370 — Сферическая.
- 1371 — Слегка вытянутая, компактная.
- 1372 — Сфероидальная.
- 1373 — Ядро, по-видимому, спиральной галактики.
- 1374 — Ядро галактики эллиптической формы.
- 1375 — Сфероидальная.
- 1376 — Центральная часть, по-видимому, нерегулярной галактики. Намечается сходство с M 82. Южный компонент двойной. Holm 604 [2].
- 1377 — Сфероидальная, с оболочкой.
- 1378 — По-видимому, ядро ранней спирали, наблюдаемой с ребра.
- 1379 — Ядро малоразвитой спирали NGC 5534, имеющей спутник, проектирующийся на восточную ветвь.
- 1380 — Сферическая.
- 1381 — Сфероидальная галактика, имеющая протяженную оболочку.
- 1382 — Пара сфероидальных галактик в контакте. Данные относятся к яркому компоненту на SE.
- 1383 — Сферическая, очень компактная. Можно уверенно ожидать наличия сейфертовских особенностей.
- 1384 — Сферическая.
- 1385 — Овальная.
- 1386 — Сферическая.
- 1387 — Овальная.
- 1388 — Сферическое образование с размытыми краями. По-видимому, имеет слабое звездобразное ядро.
- 1389 — Ядерная область ранней спирали.
- 1390 — На N намечается выброс. Возможно, это спиральный рукав.
- 1391 — Сфероидальная.

- 1392 — Ядро ранней спирали. Не исключается возможность присутствия сейфертовских особенностей.
- 1393 — Сферическая, со слабой оболочкой.
- 1394 — По-видимому, тесно-двойная в общей оболочке. Оба компонента являются эмиссионными.
- 1395 — Ядро очень сложной, с необычной структурой галактики.
- 1396 — Овальная. Вытянута с NW на SE.
- 1397 — Сфероидальная.
- 1398 — По-видимому, тесно-двойная.
- 1399 — Сфероидальная, с заметной короной.

Выполненные в различных обсерваториях мира исследования щелевых спектров многих сотен галактик с ультрафиолетовым континуумом показывают, что практически все они имеют эмиссионные линии. Это привело к весьма важному выводу о том, что наличие значительного ультрафиолетового избытка в излучении ядер галактик всегда сопровождается эмиссией в линиях. При этом в эмиссии бывают как разрешенные, так и запрещенные линии, а порой линии очень высокого возбуждения, какие обычно наблюдаются у объектов сейфертовского типа и у квазаров.

Приведенные в этом списке галактики по резкости спектра, обусловленной степенью конденсации светящегося вещества к центру галактики, и по величине ультрафиолетового излучения распределяются следующим образом:

Класс	s	sd	ds	d	1	2	3	Beero
Количество	21	17	28	31	16	28	53	97

У пяти объектов настоящего списка — № 1308, 1310, 1344, 1347 и 1383 (отмеченных в таблице звездочкой) наблюдаются признаки, позволяющие предсказать присутствие у них сейфертовских особенностей. А у объекта № 1320, отмеченного двумя звездочками, намечаются признаки квазизвездного объекта — QSO.

Намечается также возможность присутствия слабовыраженных сейфертовских особенностей у объектов № 1330 и 1392.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XIV

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

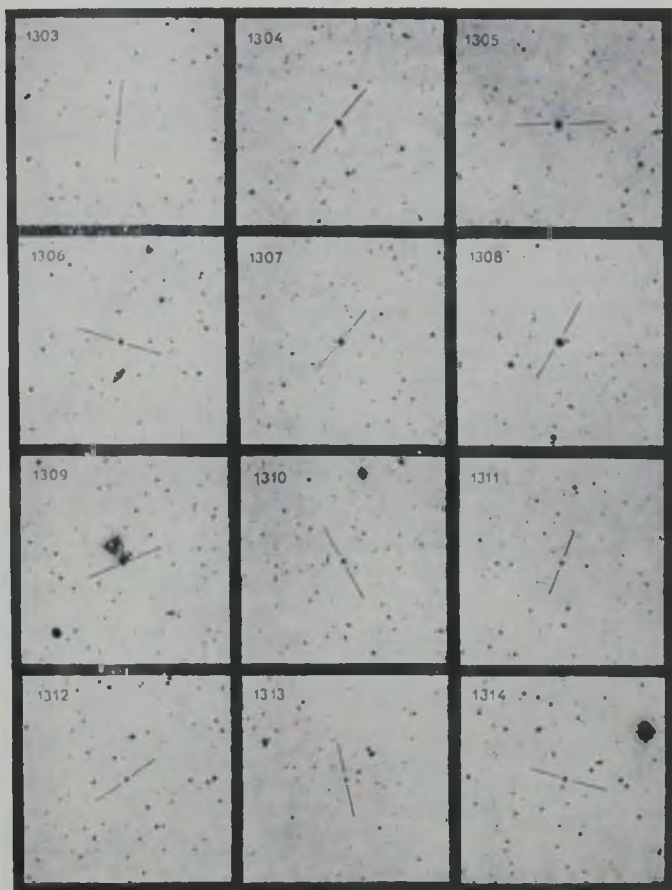
The fourteenth list of galaxies having intense ultraviolet continuum is presented. The list contains data for 97 objects. Emission lines are detected in 39 objects, while 26 objects are suspected in having them. The presence of Seyfert characteristics can be predicted for objects No. 1308, 1310, 1344, 1347 and 1383. The QSO nature can be expected for the object No. 1320.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян. Астрофизика, 13, 201, 1979
2. E. Holmberg, Ann. obs. Lund, No. 6, 1939.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область $16'' \times 16''$.
Север сверху. Восток слева.



1315

1316

1317

1318

1319

1320

1321

1322

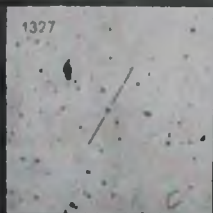
1323

1324

1325

1326

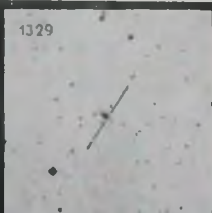
1327



1328



1329



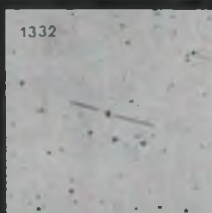
1330



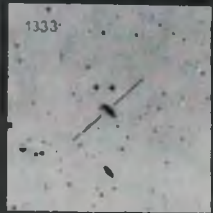
1331



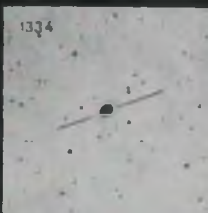
1332



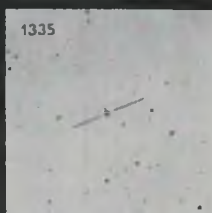
1333



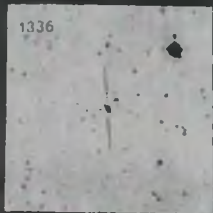
1334



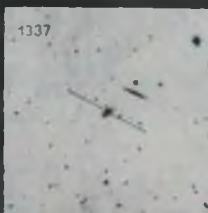
1335



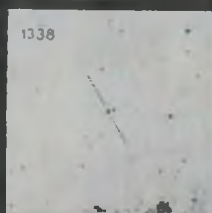
1336



1337



1338



1339

1340

1341

1342

1343

1344

1345

1346

1347

1348

1349

1350

1351

1352

1353

1354 1355

1356

1357

1358

1359

1360

1361

1362

1363

1364

1365

1366

1367

1368

1369

1370

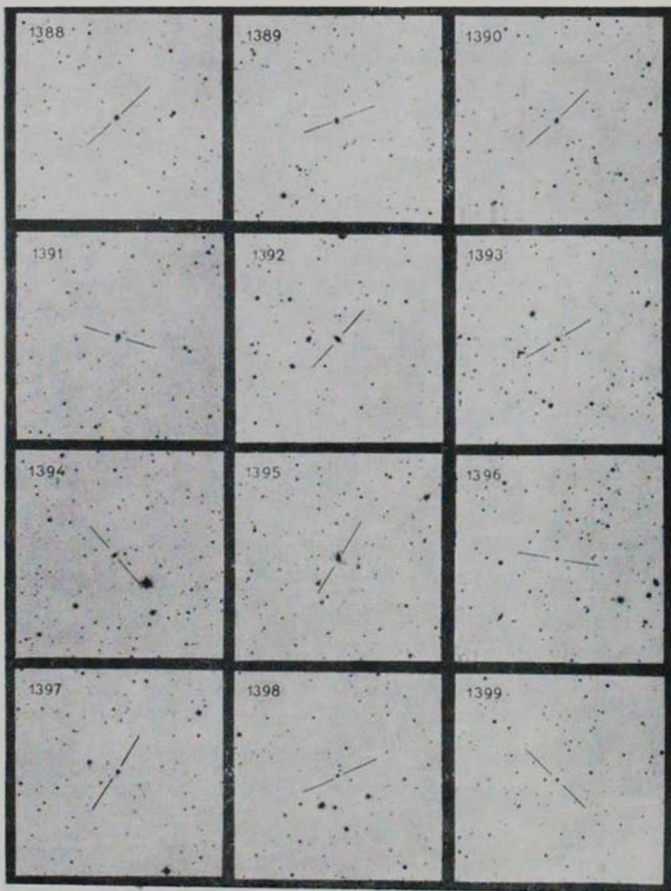
1371

1372

1373

1374

1375



К ст. Б. Е. Маркaryana и др.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 744

В. А. АФАНАСЬЕВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 2 марта 1979

Пересмотрена 7 мая 1979

Представлены результаты спектрофотометрии яркой ($\sim 13^m 5$) сейфертовской галактики Маркарян 744. Спектры получены в первичном фокусе шестиметрового телескопа САО АН СССР со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 в диапазоне $\lambda\lambda$ 3700—7400 Å. В спектрах отождествлено более 140 линий различных элементов. Среди слабых линий наиболее богато представлены разрешенные линии железа Fe II и запрещенные линии железа от [Fe II] до [Fe X]. Подтверждено присутствие малоконтрастной широкой компоненты у H γ и заподозрено — у H δ (на пределе обнаружения). Бальмеровский декремент узкой компоненты H α /H $\gamma \sim 7$, а широкой $\gtrsim 20$ и не объясняется только рекомбинациями. Непрерывный спектр следует степенному закону $F_\lambda \sim \lambda^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 2$. По наблюдаемым относительным интенсивностям линий [N II], [S II], [O II] получены электронная плотность $N_e \sim 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и электронная температура $T_e \sim 12000 \text{ K}$. При той же температуре в области излучения линий [O III] $N_e \sim 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Отмечено близкое соответствие Маркарян 744 средней галактике типа Sy 2 по интенсивностям запрещенных линий, их ширинам, континууму и др. Кроме того, присутствие широкой компоненты H γ и слабых линий разрешенного железа Fe II указывает на признаки Sy1. Предположено, что все сейфертовские галактики принадлежат одному классу объектов с различными соотношениями между разреженными и плотными областями газа.

В последнее десятилетие было обнаружено большое число галактик сейфертовского типа, которые привлекли к себе большой интерес и нуждаются в подробных исследованиях различными методами [1—3]. В оптическом диапазоне, на наш взгляд, наиболее важны однородные спектрофотометрические исследования сейфертовских галактик (~ 60) и радиогалактик (> 10) различных типов, выполненные группой Остерброка в Ликской обсерватории [4—7].

В 1977 г. в САО АН СССР в первичном фокусе БТА начаты спектральные наблюдения галактик с активными ядрами с достаточно высоким угловым ($\sim 2''$) и спектральным ($\lesssim 5 \text{ \AA}$) разрешением. В данной работе мы представляем результаты спектральных наблюдений яркой ($\sim 13^m$) сейфертовской галактики Маркарян 744. Это спиральная галактика типа SAB(rs)ap, западный компонент взаимодействующей пары NGC 3786—88. Ранее в спектре Маркарян 744 были найдены узкие эмиссионные линии ([8], $V, \sim 2755 \text{ км/с}$). Из-за яркого звездообразного ядра (s2e) и весьма сильного ультрафиолета она была включена Маркаряном и Липовецким [9] в список галактик с ультрафиолетовым континуумом. Позже Маркарян 744 была отнесена к сейфертовскому типу Афанасьевым и др. [10], отметившими наличие широких малоконтрастных крыльев в H α .

На рис. 1 приведена фотография Маркарян 744 и NGC 3788, полученная нами в первичном фокусе БТА. Хорошо выделяется яркое звездообразное ядро, спиральные ветви слабы и в них на западе и востоке от ядра на пределе разрешения видны сгущения. К северо-западу от ядра на спиральные ветви проектируется звезда фона (согласно нашим спектральным данным). На оригинале отчетливо видны слабые ($\sim 24''/\square'$) внешние спиральные ветви, почти замыкающиеся в кольцо.

1. *Наблюдения и обработка.* Расширенные спектры Маркарян 744 получены в 1977—1978 гг. в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 в диапазоне λ 3700—7400 $\text{\AA}$ на фотоэмульсиях А-600 и А-600Н (дисперсия $\sim 92 \text{ \AA/мм}$, разрешение $\sim 5 \text{ \AA}$, FWHM инструментального контура $\sim 400 \text{ км/с}$). Цель шириной $0.9\text{--}1.1$ при наблюдениях ориентировалась вдоль большой или малой осей. Спектральная чувствительность аппаратуры учитывалась по спектрам стандартных звезд Feige 34 и BD + 33 2642 [11]. В табл. 1 приведены данные по журналу наблюдений.

Спектрограммы записывались на микрофотометре с цифровым выходом с шагом 0.01 мкм . Результаты в почернениях выдавались на перфоленту и затем обрабатывались на ЭЦВМ «М-222» по программам экспрессной обработки спектров галактик [12, 13]. В результате были получены спектры и интенсивности, с вычтенным фоном неба и равномерной шкалой длин волн, нормированные на участок непрерывного спектра без ярких линий. Спектры, снятые в разных спектральных диапазонах, после исправления за чувствительность аппаратуры были совмещены по перекрывающимся участкам. Точность совмещения континуумов разных диапазонов — $\sim 10\text{--}15\%$. Спектры одинаковых диапазонов сложены вместе для повышения точности. Отметим, что в диапазонах $\lambda < 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda > 7000 \text{ \AA}$ качество спектров заметно ухудшается по аппаратурным причинам (чувствительность фотокатода, концентрация решетки и др.).



Рис. 1. Фотография NGC 3786 (Маркарян 744) — NGC 3786, полученная в первичном фокусе БТА в фотографических лучах. Экспозиция 20 мин, масштаб на оригинале $8.5''/\text{мм}$. Стрелкой отмечена галактика Маркарян 744.

К ст. В. А. Афанасьева и др.

Таблица 1

№	Дата наблюдений	Экспозиция (мин)	Эмульсия	Расширение (мм)	Изображения	Диапазон (А)
1	13.01.77	5	A-600	—	1	5600—7500
2	20.04.77	15	" "	0.5	1.5	3650—5300
3		7	" "	"	"	3900—5900
4		15	" "	"	"	5600—7500
5		14	" "	—	"	5600—7500
6	21.01.77	16	" "	0.2	2	3650—5300
7		11	" "	"	"	3900—5900
8		20	" "	"	"	5600—7500
9	18.03.78	12	A-600H	0.5	2	5600—7500
10		5	" "	"	"	5600—7500
11		2	" "	"	"	3900—5900
12		6	" "	"	"	3900—5900
13		15	" "	"	"	3650—5300

2. Результаты. а) Отождествление эмиссионных линий. В спектре Маркария 744 присутствуют ярко выраженные признаки сейфертовских галактик типа Sy 2: отношение $[N II] H_{\alpha} \sim 1$, отношение $[O III]_{5007}/H_{\beta} > 4$, сильные линии $[S II]$, $[O I]$ и т. д.; все запрещенные линии имеют характерные ширины $\sim 15 \text{ \AA}$, незначительно превышающие инструментальный контур. С другой стороны, на хорошо продержанных спектрограммах выделяются мало контрастные, но широкие крылья H_{α} ($\sim 200 \text{ \AA}$) — признак галактик типа Sy 1. В связи с этим представляет интерес исследование более слабых линий этой галактики.

Для поиска слабых линий нами использованы все спектры из табл. 1, а также суммарные спектры, полученные сложением в разных комбинациях. Линия считалась обнаруженной, если она была видна в большинстве спектров (не менее 4-х из 6-ти) и обязательно присутствовала в суммарных спектрах. Наиболее уверенно отождествлены слабые линии в диапазонах $\sim 6000\text{—}7000 \text{ \AA}$ и $\sim 4400\text{—}5100 \text{ \AA}$, где суммарный спектр состоял из шести спектров.

При идентификации найденных линий нами использованы таблицы Мур [14], каталог Мейнела и др. [15], данные о вероятностях атомных переходов из Гарстаंगा [16, 17], Визе и др. [18]; результаты наблюдений Теккеря [19] и Аллера и др. [20] пекулярных звезд γ Cas и RR Tel; данные Нетцера [21], Боксенберга и др. [22] по NGC 4151; Дорошенко и др. [23] по NGC 1275, Филиппса [24] по I Zw 1, и О'Коннел и др. [25] по Маркарию 477 и 699.

Результаты отождествления представлены в табл. 2, где: 1 — наблюдаемые длины волн (неуверенные случаи отмечены двоеточием); 2 — длины волн, исправленные за красное смещение; 3 — интенсивности в единицах $I_{H\beta} = 10$; 4 — предполагаемое отождествление; 5 — примечания, содержащие данные об интенсивностях соответствующих линий в NGC 4151 и NGC 1275, их отождествлении (если не отмечено, то совпадает с нашим) и ссылка на литературу. Наши погрешности в определении интенсивностей линий составляют $\sim 15\%$ для $I > I_{H\beta}$, $\sim 50\%$ для $I \geq 0.5 I_{H\beta}$ и для $I < 0.1 I_{H\beta}$ интенсивности могут отличаться в 2—3 раза. Большинство линий, по-видимому, представляют собой блэнды, и в табл. 2 приведены относительные интенсивности их пиков, кроме H_{α} , [N II] λ 6548, 6584 Å, где блэнды были разделены.

На рис. 2а-в, приведены записи спектров Маркарян 744 в относительных интенсивностях (не исправленные за спектральную чувствительность аппаратуры) вместе с соответствующими отождествлениями из табл. 2.

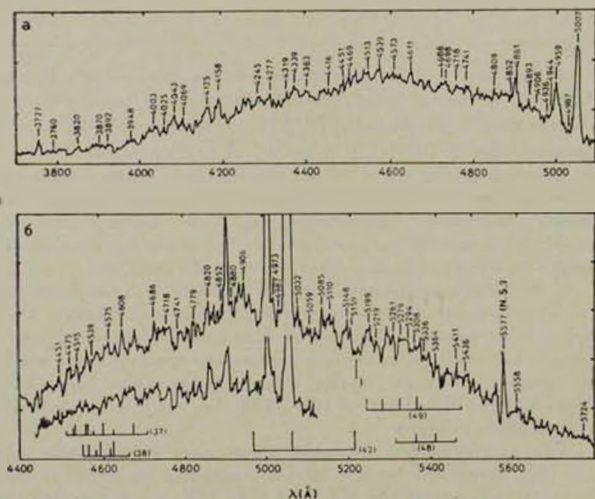


Рис. 2. а) Запись спектра Маркарян 744 (№ 13) в относительных интенсивностях. Оригинальная дисперсия 92 Å/мм. Номера спектров — согласно данным табл. 1.

б) Записи спектров Маркарян 744 (№ 12,верху) и суммы 6-ти спектров (2+3+6+7+11+13, внизу) в относительных интенсивностях. Указаны местоположение и относительные интенсивности линий внутри индивидуальных мультиплетов Fe II.

$\lambda_{\text{э}}$	$\lambda_{\text{э}}(1+z)$	$T/T_{\text{H}_2=30}$	Отождествление	Примечания*
1	2	3	4	5
3760	3727	29	3727 [O II] IF	14.8 (B)
3782	3748	5.8:	3747 Fe II 14; 3748 Fe II 154;	
3794	3760	5.8:	3759 Fe II 154; 3760 [Fe VII] 3F; 3760 O III 2;	0.56 [Fe VII] 3F (N); 1.36 (B)
3820	3785	4.7:	3783 [Fe V] 3F; Fe II 14;	
3854	3820	3.9	3820 [Fe V] 3F; 3822 Fe II 14; 3825 Fe II 29::	
3900	3865	5.9	3864 Fe II 127; 3967 O II 12;	
3906	3870	2.5	3869 [Ne III] IF;	13.6 (B);
3928	3892	1.1	3892 [Fe V] 3F; 3889 He 12;	0.18: [Fe V] 3F (B)
3970	3934	1.2	3936 Fe II 173;	
3983	3948	0.7	3945 Fe II 3;	
4010	3975	0.7:	3974 Fe II 29;	
4039	4003	3.1	4002 Fe II 29; 4003 [Fe V] IF;	
4060	4025	2.4	4026 He I 18; He II 3; 4025 Fe II 127;	W, He I 18 (B);
4085	4048	5.3	4049, 4051, Fe II 172; (?...)	
4106	4069	1.8	4068 [S II] 1F;	1.89 (B);
4113:	4076	—	4076 [S II] IF;	0.88 (B);
4124	4087	1.4	4087 Fe II 28; 4089 Si IV 17	
4163	4125	2.8:	4124 [Fe V] 2F; 4123 Fe II 28;	w [Fe V]? (N);
4196	4158	2.8	4158 [Fe II] 37F;	
4209	4171	0.5:	4173 Fe II 27;	
4281	4245	2.5	4244, 4245 [Fe II] 21 F;	0.65 (N); 0.47 (B);
4290	4251	1.5	4249 [Fe II] 36F; 4249 [Ni II] 4F?;	
4316	4277	1.6	4277 [Fe II] 21 F;	0.55 (N); 0.65: (B);

* В круглых скобках ссылки: (B) — Боневисберг и др. [22]; (N) — Нетцер [21]; (D) — Дорошенко и др. [23].

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
4326	4287	0.5;	4287 [Fe II] 7F	0.2 (N); 0.77 (B);
4335	4297	2.7;	4297 Fe II 28	
4358	4319	0.5	4320 [Fe II] 21F	0.38 (N); 0.47 (B);
4377	4337	1.5	4340 H _γ ; 4339 He II 3;	3.78, H _γ (B); 3.4 H _γ (D);
4403	4363	2.1	4363 [O III] 2F; 4359 [Fe II] 7F;	3.36; [O III] 2F (B); 2.7; [O III] (D);
4456	4416	1.4	4414 [Fe II] 7F; 4416 [Fe II] 6F, 7F; 4417 Fe II 27;	0.13; [Fe II] 6F, 7F (N); 0.94 (B);
4472	4432	0.8	4432 [Fe II] 6F	
4491	4451	0.6	4452 [Fe II] 7F	0.26 (N); 0.17 (B);
4508	4469	1.4	4470 [Fe II] 6F; 4471 He I 14;	0.16 He I 14 (N); 0.71 (B); 1.2 (D);
4516	4475	1.2	4475 [Fe II] 7F; 4473 Fe II 37;	0.2 [Fe II] 7F (N);
4530	4492	2.5;	4493 4489 [Fe II] 6F; 4489, 4491 Fe II 37;	0.15 [Fe II] 6F (N);
4553-56	4512-15	1.5	4510 4515 [Fe II] 6F; 4515 Fe II 37; 4511 [KIV] 2F;	4.13; Fe II, 37, 38 (B);
4563	4523	2.0	4523 Fe II 38;	(D);
4580	4539	1.1	4541, Fe II, 38; 4542 He II 20;	0.2, He II, 20 (N); 0.3 (B);
4590	4550	—	4550, Fe II, 38;	
4596	4555	0.7	4556 Fe II 37	
4614-16	4573-75	2.1	4574 [Fe III] 3F; 4576 Fe II 38;	? Fe II (N); 1.1 Fe II 38 (D);
4620-28	4579-87	1.8	4580 Fe II 26; 4584 Fe II 38; 4583 Fe II 37;	0.25? (N); 1.5, O II 93 (D);
4653	4610	2.9	4607 [Fe III] 3F; 4609 O II 93;	vw (N);
4672-80	4632-40	1.4	4629 Fe II 37; 4640 [Fe II] 4F; 4634 N III 2?	0.21 (N); 0.71 (B)
4700	4658	0.5;	4658 [Fe III] 3F	3.0 (N); 1.47 (B); w (D);
4728	4686	1.6	4686 He II 1;	
4740	4698	0.9	4699 [Fe VII] 2F; 4701 [Fe III] 3F;	

1	2	3	4
4760	4718	1.5	4720 [Ne IV] 1F;
4784	4741	0.8	4741 [A IV] 1F;
4788	4745	0.5	4745 [Fe II] 20F;
4822	4779	0.6	4778 [Fe III] 3F; 4775 [Fe II] 20F;
4841	4799	0.9	4798, 99 [Fe II] 4F;
4852	4809	0.9	4808 [Fe VI] 2F;
4861	4818	1.3	4815 [Fe II] 20F
4896	4852	2.3	4853 [Fe II] 20F; 4851 [Fe VI] 2F?
4905	4861	10.0	4861, H ₃ ;
4924	4880	0.7	4881 [Fe III] 2F
4938	4893	2.6	4890 [Fe II] 4F; 4894 [Fe VII] 2F
4950	4906	1.4	4905 [Fe II] 20F; 4906 [Fe IV]—;
4972	4928	0.4	4930 [Fe III] 1F;
4980	4936	1.2	4936 [Fe III] 1F;
4990	4946	1.7	4944 [Fe VII] 2F; 4947, 4951 [Fe II] 20F;
5004	4959	15.2	4959 [O III] 1F;
5017	4972	1.7	4973 [Fe II] 20F; 4969, 4974 [Fe VI] 2F;
5032	4987	—	4987 [Fe III] 2F; 4989 [Fe VII] 2F
5052	5007	45	5007 [O III] 1F
5078	5032	0.5	5033 [Fe III] 2F;
5104	5059	1.2	5060, 5064 [Fe III] 1F, 2F;;
5131	5085	1.0	5085 [Fe III] 1F;
5156	5110	1.8	5108 [F II] 18F; 5112 [Fe II] 19F;

Таблица 2 (продолжение)

S

0.24 (B);

0.65 (B);

vw (D)

0.3 [Fe II] 20F (N); w (D)

w (N);

w (N); 1.3 (D);

10 (N); 10 (B); 10 (D)

w (N)

w [Fe II] 4F (N); 0.59; [Fe VII] 2F (B); 0.8 (D);

w [Fe II] 20F (N); 0.88 [Fe IV] (B); 1.1 (D);

64.9 (B); 12 (D);

vw [Fe III] 2F (N);

153 (B); 36 (D)

w, [Fe II] 19F (N); w (D);

1	2	3	4
5192:	5148	—	5147 [Fe VI] 2F;
5206	5159	1.2	5158 [Fe II] 18F; [Fe VII] 2F; 5159 [Fe II] 19F;
5246	5199	1.9	5198 Fe II 49; 5199 [N I] 1F
5266	5219	1.8	5220 [Fe II] 19F;
5308	5261	1.8	5262 [Fe II] 9F; 5265 Fe II 48;
5327	5279	2.2	5278 [Fe VII] 2F; 5276 Fe II 49; 5280 [Fe II] 16F;
5342:	5294	1.7	5297 [Fe II] 19F; 5296 [Fe II] 17F;
5356	5308	1.4	5309 [Ca V] 1F
5368	5315	2.9:	5317 Fe II 46, 49;
5384	5336	1.9:	5334 [Fe II] 19F; 5336 [Fe VI] 1F;
5412	5364	1.4:	5363 Fe II 48; 5362 [Fe II] 17F;
5424—28	5375—79	0.7:	5376 [Fe II] 19F
5460:	5411	4.9:	5413 [Fe II] 16 F, 17F; 5414 Fe II 48; 5411 H α 112;
5474	5425	2.9	5425 Fe II 49; 5424, 5427 [Fe VI] 1F;
5485	5436	4.6:	5433 [Fe II] 18F; 5435 Fe II 48;
5608	5558	3.0	5566 [Fe II] 18F;
5728	5677	2.3	5678 [Fe VI] 1F
5775:	5724	1.0	5721 [Fe VII] 1F;
5806	5755	1.7	5755 [N II] 3F;
5872:	5820	1.8	
5890	5838	1.9	
5930	5877	2.8	5876 H α 11;
5960	5907	1.0	5907 [Mn VI] 2F;

Таблица 2 (продолжение)

5

1.1 [Fe VII] 2F (N); 0.48 (B); 1.4 [Fe II] 19F, 18F (D);

0.9 [N I] 1F (B); 2.8 (D);

w (N);

0.25 [Fe II] 19F (N); 2.0 [Fe II] 19F (D);

0.3 [Fe VII] 2F (N); 4.8, Fe II 48, 49 (B);

0.3 (N); 0.77 (B); w (D);

w (D);

w [Fe II] 19F (N);

2.7 Fe II 48 (D);

0.25 (N); w (B); 1.7 (D);

0.8 He II 2 (N); 0.48 (B);

(D);

0.2 (N);

0.65 (N); 1.12 (B);

0.71 (B);

1.53 (B);

0.18 (B)

1	2	3	4
6044	5950	0.9	5991 Fe II 46
6085	6031	1.7	
6100	6045	2.3	6044 Fe II 46; 6045 Fe II 200;
6130	6075	2.7	6074 He II 8;
6142:	6087	—	6086 [Fe VII] 1F
6150	6095	1.5	6096 [Fe III] 10F
6158:	6103	1.2	6102 [K IV] 1F; 6103 Fe II 200;
6184	6129	2.5	6130 Fe II 46;
6206	6150	2.3	6148, 6149 Fe II 74; 6150 Fe II 16;
6239—42	6184—87	1.3	6185 Fe II 46; 6189 [Fe II] 44F;
6294	6239	1.0:	6238, 6240 Fe II 74;
6301	6245	2.2	6248 Fe II 74; 6300 [O I] N. S.;
6357	6300	6.3	6300 [O I] 1F
6368	6311	2.1	6310 [S III] 3F;
6394	6337	1.5	
6421	6364	3.6	6364 [O I] 1F
6425:	6368	2.3:	6369 Fe II 40;
6432	6374	2.3:	6374 [Fe X] 1F;
6446	6388	0.8	6384 Fe II 17; 6389 Fe II 203;
6464	6406	2.3	6407 Fe II 74;
6474	6416	0.4:	6417 Fe II 74;
6492—96	6434—38	1.1	6433 Fe II 40; 6435 [A V] 1F; 6440 [Fe II] 15F;
6504	6446	1.2	6446 Fe II 199;

Таблица 2 (продолжение)

5

СЕЙФЕРТОВСКАЯ ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 744

565

 $? (N); 2.24 (B);$ $10.6 (B); 11.6 (D);$ $3.78 (B); 5.6 (D);$ $0.36: [A V] 1F (B);$

1	2	3	4
6512	6454	1.6	6456 Fe II 74;
6535	6477	2.9	6474 [Fe II] 44F;
6546	6488	2.8:	6487 Fe II 203; 6491 Fe II—;
6554	6496	1.1	6493 Fe II—;
6574	6516	2.4:	6516 Fe II 40; на крыльях H _γ ;
6584	6527	1.9:	6527 [N II] 1F; на крыльях H _γ ;
6607	6549	18.1	6548 [N II] 1F;
6622	6563	70.4	6563 H _γ ;
6643	6584	54.4	6584 [N II] 1F
6660	6601	3.6:	6600 [Fe VII] 1F; на крыльях H _γ ;
6672:	6613	3.4:	6614 [Fe III] 10F;
6686	6626	1.3:	6627 Fe II 210;
6702	6642	3.8:	
6747	6687	2.3	
6760	6700	2.6	
6777	6717	15.1	6717 [S II] 2F;
6791	6731	13.1	6731 [S II] 2F
6817	6757	1.1	
6840—43:	6779—81	2.5	

Таблица 2 (продолжение)

1	2
1.68 (B); 53.1 (B); 84 (D); 22.4 (B);	
8.3 (B); 12.0 (D); 10 (B); 13.8 (D);	

1	2	3	4
6933—36	6871—74	2.3	6872 [Fe II] 31 F; 6874 [Fe II] 43F;
7008—10:	6946—48	2.2	6945 [Fe II] 43F;
7072:	7009	—	7006 [A V] 1F;
7236	7172	2.4:	7170 [A IV] 2F; 7240 OH, N. S.;
7285	7220	3.0	7222 Fe II 73; 7221 [Fe IV], —F:
7320	7254	3.0	7256 [Ni II] 7F:
7330—35	7261—69	5.3	7263 [A IV] 2F; OH, 7337, N. S.;
7394—97	7328—31	9.8	7330 [O II] 2F; 7332 [A IV] 2F;

Таблица 2 (окончание)

S	
0.36 (B); 0.71 (B) 2.42 [C II] 2F (B);	

В спектре Маркарян 744, как у многих сейфертовских галактик наблюдается широкая область ионизаций. Здесь присутствуют как линии с низким потенциалом ионизации [O I], [N I], [O II], [N II], [S II] и др., так и линии с высоким потенциалом ионизации типа [Ar IV], [Fe VII], [Fe X] и т. д. Большинство слабых линий отождествлены нами с линиями железа: разрешенными (Fe II) и запрещенными (от [Fe II] до [Fe X]).

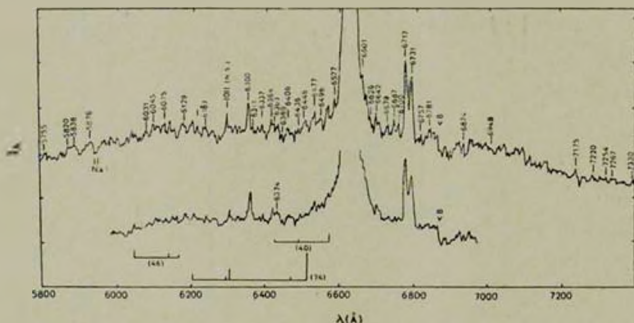


Рис. 2в. Записи спектров Маркарян 744 (№ 9, сверху) и суммы 6-ти спектров (1+4+5+8+9+10, внизу) в относительных интенсивностях. Остальное, как из рис. 2а, б.

Среди разрешенных линий Fe II наиболее богато представлены линии мультиплетов 37, 38, 48, 49, 40, 46, 74 и др., которые часто блендируются с другими линиями. Суммарные интенсивности бленд в среднем меньше, чем интенсивности вышеуказанных мультиплетов Fe II в сейфертовских галактиках NGC 4151 [21, 22] и 1 Zw 1 [24]. Один из сильных мультиплетов Fe II, 42 не обнаружен, хотя не исключена возможность, что линии λ 4924, 5018 Å присутствуют в блендах с [Fe III] 1F (λ 4930 Å) и [O III] λ 5007 Å, а линия λ 5169 Å попадает в область линии поглощения, которую мы предварительно приписали Mg Ib. Среди запрещенных линий железа богато представлены мультиплеты: [Fe II] 6F, 7F, 16F, 17F, 18F, 19F, 20F, 21F и др.; [Fe III] 1F, 2F, 3F; [Fe V], [Fe VI] 1F, 2F; [Fe VII] 1F, 2F, 3F; [Fe X] 1F. Эти линии тоже часто блендируются, их интенсивности обычно в несколько раз больше, чем у NGC 4151 [21, 22] и, в среднем, соответствуют вероятностям переходов. Отметим, что отождествляются практически все линии [Fe VII] 1F, 2F, 3F, кроме сильной линии λ 6086 Å, присутствие которой лишь подозревается. Уверенно отождествлена линия [Fe X] 1F (λ 6374 Å), хорошо видимая на

всех спектрах. Кроме железа, в спектре Маркарян 744 идентифицированы линии He I, He II, [Ar IV] (λ 4740, 7171, 7332, 7263 Å) и некоторых других элементов.

б). *Ширины и контуры линий.* При построении контуров линий H_α и H_β выбирались 4 лучших спектра, сглаженных по четырем точкам (~ 4 Å).

Для определения бальмеровского декремента и получения контура необходимо разделить бленду H_α + [N II]. С этой целью мы воспользовались стандартной методикой, описанной в [26]. Предполагалось, что контуры запрещенных линий — гауссианы, принималось теоретическое отношение интенсивностей [N II] — I(λ 6584)/I(λ 6548) ~ 3 и результирующий контур H_α считался достаточно гладким. Результаты разделения бленды H_α + [N II] и [S II] приведены на рис. 3. Хорошо видно, что линия H_α имеет узкую компоненту и широкую подложку, которая обычно наблюдается у галактик типа Sy 1. Здесь мы не приводим контуры H_β, отметим только, что на наших спектрограммах присутствие широкой компоненты у H_β можно лишь заподозрить.

Если разделить широкую и узкую компоненты H_α, как показано на рис. 3, то бальмеровский декремент узкой компоненты соответствует ~ 7 , а широкой компоненты (учитывая наш предел обнаружения) ≥ 20 . Отметим, что спектры, приведенные на рис. 3, получены при ориентации щели вдоль большой и малой осей, соответственно, но в разное время (в 1977 г. и в 1978 г.).

Изменения широкого компонента (приблизительно на 40%) почти не вызывают сомнения и, вероятно, связаны с крупномасштабными движениями газа.

В табл. 3 приведены данные о наблюдаемых ширинах ярких линий Маркарян 744 на половине интенсивности ($\Delta V_{1/2}$) и на нулевой интенсивности (ΔV_0) выраженные в км/с. Там же даны средние значения ширины по запрещенным линиям для Маркарян 744 и для Sy 2 по результатам Коски [7]. Видно, что средние значения ширины запрещенных линий у Маркарян 744 такого же порядка, как у Sy 2. Ширина линии H_α на нулевой интенсивности составляет ~ 9000 км/с, что близко к среднему значению для галактик типа Sy 1 [6].

В пределах ошибок измерений, лучевые скорости Маркарян 744, определенные по разрешенным и запрещенным линиям, совпадают ($z = 0.009$, как в [10]).

в) *Покраснение.* Мы определили коэффициент покраснения «C» обычным образом [27], используя наблюдаемые отношения интенсивностей линий H_α/H_β/H_γ, значения теоретического рекомбинационного бальмеровского декремента, рассчитанного в [28] для случая В поля излучения

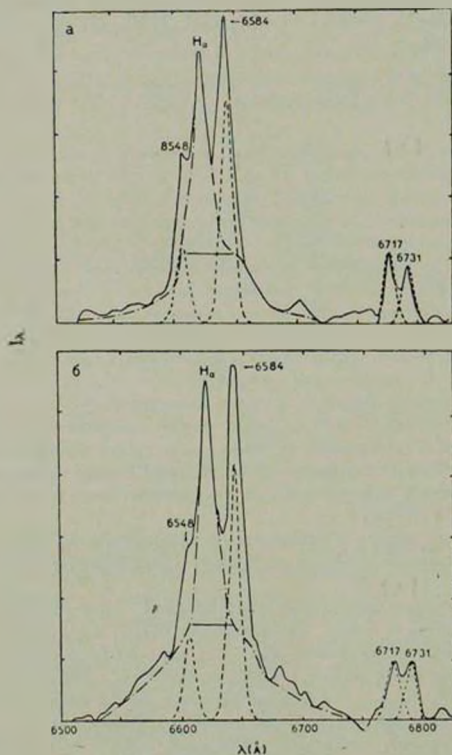


Рис. 3. Контуры линий H_{α} , $[N II]$, $[S II]$ в ядре галактики Макарян 744 в относительных интенсивностях а) — 1968 г.; б) — 1967 г. Сплошные линии — наблюдаемые контуры, пунктирные — контуры отдельных компонентов после их разделения.

($T_e = 10^4$ К, $N_e = 10^4$ см $^{-3}$) и стандартную кривую межзвездного покраснения [29]. При этом получили $C \sim 1.2$ по отношению $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ и $C \sim 3$ по $I(H_{\beta})/I(H_{\gamma})$.

Если нанести наблюдаемые отношения интенсивностей $H_\alpha/H_\beta/H_\gamma$ на соответствующий график Остерброка ([6], рис. 2), то галактика Маркарян 744, в пределах ошибок, попадает в область галактик типа Sy 1, причем отклонения от линии покраснения столь велики, что их невозможно объяснить ошибками наблюдений. Как и в работе [6] и др., мы полагаем, что наблюдаемый бальмеровский декремент Маркарян 744 нельзя объяснить только рекомбинациями с последующими каскадными переходами. Поэтому вопрос о величине покраснения остается открытым, и в последующем анализе мы не будем исправлять интенсивности эмиссионных линий за покраснение.

Таблица

λ	Ион	$\Delta V_{1/2}$ (км/с)	ΔV_0 (км/с)
3727	[O II]	720	1610
4861	H_β	700	2900?
4959	[O III]	820	2150
5007	[O III]	740	2230
6563	H_α	900	9000
6548	[N II]	550	1370
6584	[N II]	560	1490
6717	[S II]	490	1210
6731	[S II]	470	1200
Среднее по запрещенным линиям		620 ± 140	1600 ± 420
Среднее Sy 2		570 ± 120	

г) *Физические условия.* Для получения информации о физическом состоянии газа, излучающего эмиссионные линии, мы использовали интенсивности запрещенных линий из табл. 2. Наблюдаемые отношения интенсивностей запрещенных линий определяют геометрическое место точек в плоскости (N_e, T_e) и изображены на рис. 4. В табл. 4 указано, какие отношения авроральных и небулярных линий нами использовались и даны ссылки на литературу, откуда взяты формулы для теоретической зависимости этих отношений от N_e и T_e . Область пересечения [N II], [S II], [O II] соответствует средним значениям электронной температуры $T_e = (12000 \pm 1000)$ К и электронной плотности $N_e \sim (1.5 \pm 0.5) \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Наблюдаемые относительные интенсивности [O III] указывают на электронную плотность порядка 10^4 см^{-3} для $T_e = 10^4$ К и $N_e \rightarrow 0$ при $T_e \sim 25000$ К. Принимая среднее значение $T_e = 12000$ К, определенное

для области пересечения [N II], [O II], [S II], мы получаем $N_e \sim 6 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.

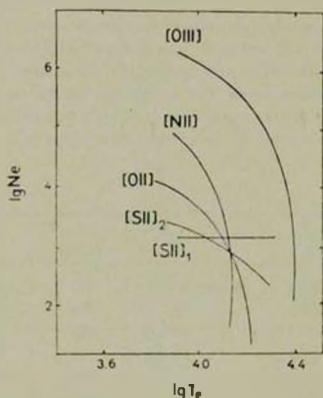


Рис. 4. Кривые равных наблюдаемых отношений авроральных и небулярных линий разных ионов на плоскости N_e , T_e .

Таким образом, в ядерной области Маркарян 744 существуют, по крайней мере, три зоны разной плотности: 1) $N_e \sim 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ — область излучения линий [N II], [O II], [S II]; 2) $N_e \sim 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ — [O III]; 3) $N_e > 10^5 \text{ см}^{-3}$ — область, где образуются крылья бальмеронских линий водорода.

Таблица 4

Ион	Относительные интенсивности	Литература
[S II] ₁	$I(6717) / I(6731)$	[30]
[S II] ₂	$I(6717 + 31) / I(4069 + 76)$	[31]
[O II]	$I(3727) / I(7320 + 30)$	[31]
[N II]	$I(6548 + 84) / I(5755)$	[32]
[O III]	$I(4959 + 5007) / I(4363)$	[32]

д) *Континуум и линии поглощения.* Непрерывный спектр Маркарян 744 в области λ 3900—7300 АА следует степенному закону: $F_\lambda \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \sim (2 \pm 0.3)$. Большая погрешность в определении α связана с ошиб-

ками калибровки и привязки диапазонов. Полученное значение наклона континуума близко к среднему для сейфертовских галактик типа 2.

В спектрах Маркарян 744 уверенно отождествляется D-линия натрия (Na I, λ 5190/5196 Å) и можно предположить наличие полосы Mg Ib. Эквивалентные ширины этих линий составляют ~ 3 Å. На наших спектрах мы не нашли линий поглощения H и K кальция и G-полосы.

3. *Обсуждение результатов.* Рассмотрим сравнительные характеристики сейфертовских галактик различных типов и Маркарян 744.

В табл. 5 представлены средние наблюдаемые относительные интенсивности основных линий в сейфертовских галактиках и Маркарян 744. Хорошо видно, что интенсивности запрещенных линий азота, серы и кислорода ближе всего соответствуют средним значениям у галактик типа Sy 2.

Таблица 5

Ион	λ	Sy 1 [6]	Sy 2 [7]	Mr 744
[O II]	3727	0.11	2.3	2.9
[O III]	4363	0.025	0.17	0.21
He II	4686	0.323	0.22	0.16
H γ	4361	1.0	1.0	1.0
[O III]	4959	0.161	2.7	1.5
[O III]	5007	0.496	8.1	4.5
He I	5875	0.185	0.19	0.28
[Fe VII], [Ca V]	6087	0.055	0.14	—
[O I]	6300	0.03	0.80	0.63
[O I]	6364	0.02	0.29	0.36
[N II]	6548	0.08	1.65	1.81
H δ	6563	3.6	5.7	7.04
[N II]	6584	0.25	5.0	5.44
[S II]	6717	0.086	1.39	1.51
[S II]	6731	0.061	1.30	1.31

В спектре Маркарян 744 богато представлены линии запрещенного железа в разных стадиях ионизации от [Fe II] до [Fe X] (табл. 2). Как показывают расчеты Нетцер [21], в заселении верхних уровней [Fe II] важную роль играют как электронные столкновения, так и флуоресценция континуума. Учитывая присутствие других запрещенных линий, по аналогии с [25] можно предположить, что [Fe II] возникают в областях низкой плотности ($N_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$).

У Маркарян 744, как у других сейфертовских галактик типа Sy 2, имеются две зоны низкой плотности: область с $N_e \sim 1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, где излучают линии [N II], [S II], [O II] и область с $N_e \sim 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, где возникают линии [O III] и другие, возможно, в частности, запрещенные линии железа. Ширины узких компонентов разрешенных линий и ширины запрещенных линий соответствуют средним для галактик типа Sy 2.

Непрерывный спектр Маркарян 744 подчиняется степенному закону в виде $F_\lambda \sim \lambda^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 2$, как в среднем у Sy 2. Поскольку Маркарян 744 является спиральной галактикой, можно ожидать, что в состав континуума входит звездная составляющая. Но мы не обнаружили звездных линий поглощения, типичных для S-галактик. Исходя из этого, можно предположить, что на звездную составляющую континуума накладывается дополнительное ультрафиолетовое излучение нетепловой природы, которое заливает линии поглощения. В этом случае наше отождествление Mg Ib полосы является сомнительным.

Нами подтверждено наличие, обнаруженной в [10], широкой компоненты у линии H γ — типичный признак Sy 1 галактик. Бальмеровский декремент (H γ /H β) подложки больше 20, поскольку мы практически не наблюдаем крыльев у H γ . Кроме того, в спектре Маркарян 744 нами обнаружены довольно слабые линии разрешенного железа Fe II, которые также характерны для Sy 1.

Таким образом, в спектре Маркарян 744 определенно выражены как особенности галактик типа Sy 2, так и типа Sy 1. По сравнению с другими сейфертовскими галактиками промежуточного типа, например Маркарян 6, NGC 4151, широкая компонента водородных линий Маркарян 744 значительно уступает по мощности остальным и становится трудно обнаружимой. Ближе всего этот объект соответствует типу Sy 2. В связи с этим, можно думать, что в спектрах многих сейфертовских галактик типа Sy 2 также присутствует широкая компонента у водородных линий, но она находится ниже уровня обнаружения. Поэтому, в рамках двухкомпонентной модели, все сейфертовские галактики можно рассматривать как единый класс объектов с различными количественными соотношениями между плотными и разреженными областями газа.

Приведенные соображения указывают на важность проведения спектральных наблюдений галактик типа Sy 2 с высоким уровнем обнаружения для поиска малоконтрастных широких крыльев у водородных линий.

В заключение выражаем благодарность И. С. Балинской за помощь при обработке спектров.

SPECTROPHOTOMETRY OF THE SEYFERT
GALAXY MARKARIAN 744

V. L. AFANAS'EV, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA

The spectrophotometric results are presented for the bright ($\sim 13^m.5$) Seyfert galaxy Markarian 744. The spectra are obtained in the prime focus of the 6-meter telescope at SAO USSR AS with the spectrograph UAGS and the image tube UM-92 in the range λ 3700–7400 Å. More than 140 lines of different elements are identified in the spectra. Among weak lines the allowed lines of iron Fe II and forbidden lines from [Fe II] to [Fe X] are represented most richly. The presence of low-contrast broad component in H α is confirmed and is suspected in H β (at the limit of detection). The Balmer decrement of the narrow component is H α /H β ~ 7 and of the broad component ~ 20 and they are not explained only by recombinations. The continuum spectrum follows the power law $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, where $\alpha \sim 2$. The electron densities $N_e \sim 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and electron temperature $T_e \sim 12000 \text{ K}$ are deduced from the observed relative intensities of the lines [N II], [S II], [O II]. For the same T_e , $N_e \sim 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ is deduced from the relative intensities of the lines [O III].

Close relation between the Markarian 744 and an average galaxy of Sy2-type is noted in intensities of forbidden lines, their widths, continuum etc. Besides the presence of the broad component H α and weak allowed lines of iron Fe II indicates the features Sy1. It is suggested that all Seyfert galaxies belong to one class of objects with different ratios between the quantities of rarefied and dense gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, Palo Alto Calif., 1977, p. 69.
2. J. B. Oke, J. R. Astron. Soc. Canada, 72, 121, 1978.
3. S. van den Bergh, J. R. Astron. Soc. Canada, 69, 105, 1975.
4. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, Ap. J., 206, 898, 1976.
5. R. Costero, D. E. Osterbrock, Ap. J., 211, 675, 1977.
6. D. E. Osterbrock, Ap. J., 215, 733, 1977.
7. A. T. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas, Austin, 1964.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 12, 389, 1976.
10. В. Л. Афанасьев, Э. К. Демисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 5, 271, 1979.
11. R. P. S. Stone, Ap. J., 193, 135, 1974.
12. В. Л. Афанасьев, А. А. Щербановский, Сообщ. CAO АН СССР, 18, 25, 1977.
13. А. И. Шаповалова, А. А. Щербановский, Сообщ. CAO АН СССР, 22, 49, 1978.
14. C. E. Moore, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton, 1945.

15. A. B. Meinel, A. F. Aveni, M. W. Stockton, *Catalog of Emission Lines in Astrophysical Objects*, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1969.
16. R. H. Garstang, M. N., 117, 393, 1957; 118, 572, 1958; 124, 321, 1962.
17. R. H. Garstang, I. A. U. Symposium No. 34, ed. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Reidel, Dordrecht, 1968, p. 143.
18. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities*, I, Washington, 1964.
19. A. D. Thackeray, M. N., 113, 211, 1953; 135, 51, 1967.
20. L. H. Aller, R. S. Polidan, E. J. Rhodes, G. W. Wares, *Astrophys. Space Sci.*, 20, 93, 1968.
21. H. Netzer, M. N., 169, 579, 1974.
22. A. Boksenberg, K. Shorridge, D. A. Allen, R. A. E. Fosbury, M. V. Penston, A. Savage, M. N., 173, 381, 1975.
23. В. Г. Дорошенко, В. Ю. Терехин, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 12, 417, 1976.
24. M. M. Phillips, *Ap. J.*, 208, 37, 1976.
25. R. W. O'Connell, *Ap. J.*, 206, 370, 1976.
26. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, *Ap. J.*, 197, L41, 1975.
27. M. J. Seaton, *Rep. Progr. Phys.*, 23, 313, 1960.
28. M. Brocklehurst, M. N., 153, 471, 1971.
29. A. E. Whitford, *A. J.*, 63, 201, 1958.
30. D. Weedman, *P. A. S. P.*, 80, 314, 1968.
31. В. Головатый, Частное сообщение, 1978.
32. M. J. Seaton, M. N., 170, 475, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК ТИПА М 82. II. NGC 972 И NGC 4433*

Н. К. АНДРЕАСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 14 декабря 1978

Приведены результаты подробной спектрофотометрии галактик NGC 972 и NGC 4433. Наблюдательный материал получен на 107" телескопе Мак-Дональдской обсерватории со спектрографом UVITS с дисперсией 225 Å/мм и 200" телескопе обсерваторий Хейл с каскагеновским спектрографом с дисперсией 85 Å/мм. Определены эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий в спектрах NGC 972 и NGC 4433. Делается заключение о наличии в этих галактиках звезд ранних спектральных классов и газовых облаков низкой степени возбуждения и низкой плотности. Предполагается, что звезды и газ входят в общие физические системы, образуя сверхассоциации. В центральной части NGC 972 и NGC 4433 выявлены области, сильно излучающие в непрерывном спектре.

1. *Введение.* В Хаббловском атласе галактики NGC 972 и NGC 4433 приведены на одной странице и описаны как Sb галактики с аномальным содержанием пыли. Сандейдж отмечает, что хаотичным распределением пыли внешне они напоминают галактику М 82 [2]. По наличию несоответствия между показателем цвета и спектральным классом Маркарян включил NGC 972 и NGC 4433 в список галактик типа М 82 [3].

Спектр галактики NGC 972 соответствует классу F3, а показатель цвета равен 0^m83 [4]. Подробное фотометрическое исследование этой галактики выполнено Бернаккой и Бертолой [5]. Для интегральной звездной величины они получили значение 12^m46 , а для светимости $10^{10} L_{\odot}$. Поло-

* Первая работа по спектрофотометрическому исследованию галактик типа М 82, посвященная галактике NGC 520, была опубликована одним из авторов (Э. Е. Х.) ранее [1].

вина яркости NGC 972 сосредоточена в области с радиусом 0.57. Распределение яркости не соответствует распределению массы, и отношение M/L с очень крутым градиентом уменьшается к периферийным областям галактики. Отмечено, что в центральной части галактики наблюдаются два ярких сгущения на расстоянии $13''$ друг от друга. О наличии двух ярких сгущений в центральной области галактики отмечено также в работе [6]. У NGC 972 Линде наблюдала отчетливое звездобразное ядро в красных лучах [7]. Поле лучевых скоростей в NGC 972 исследовали Бербидж и др. [8]. Масса внутри радиуса $37''$ оказалась равной $8.7 \cdot 10^9 M_{\odot}$, что по их оценке составляет $2/3$ общей массы галактики. Следов взрыва, подобно таковому у M 82, они не обнаружили. Массу NGC 972 определяли также Такаси и Киносита, применив модифицированный метод Брандта [9]. По их определению общая масса NGC 972 равна $1.2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. По Робертсу общая масса NGC 972 равна $1.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ [10].

Показатель цвета NGC 4433 равен 0^m7 , а спектр соответствует классу F [11]. Спектроскопическое и фотометрическое исследование NGC 4433 проведено Хромеем [12]. На основе многоцветной фотометрии он построил синтетическую модель звездного населения NGC 4433, в котором доминируют звезды классов F—G. Вообще в его модели звезды ранних классов численно преобладают над звездами поздних классов. Слабое радиоизлучение у NGC 4433 обнаружено Товмасыном [13]. Красное смещение этой галактики, $z = 0.0096$, определили Хачикян и Паносян [14].

Криенк и Ходж относят NGC 972 и NGC 4433 к группе галактик, у которых особенности типа M 82 обусловлены только присутствием в этих галактиках аномально большого количества поглощающей материи [15].

Представляется очень важным подробное спектральное изучение NGC 972 и NGC 4433 с целью выяснения природы источников излучения, причины несоответствия показателя цвета со спектральным классом, а также особенностей внутренней динамики. В настоящей статье приведены результаты подробного спектрального исследования этих галактик.

2. Наблюдательный материал. Спектрограммы NGC 972 получены на $107''$ телескопе Мак-Дональдской обсерватории (США) со спектрографом UVITS с дисперсией 225 Å/мм, на пластинках Kodak IIa-O. Основные данные об этих спектрограммах приведены в табл. 1.

Во время наблюдений ширина щели спектрографа была равна $1.5\text{--}2''$. На рис. 1а, б приведены репродукции спектрограмм NGC 972, полученные при ориентировке щели спектрографа вдоль большой и малой осей галактики. Кривая спектральной чувствительности системы построена по наблюдениям стандартных звезд типа A0.

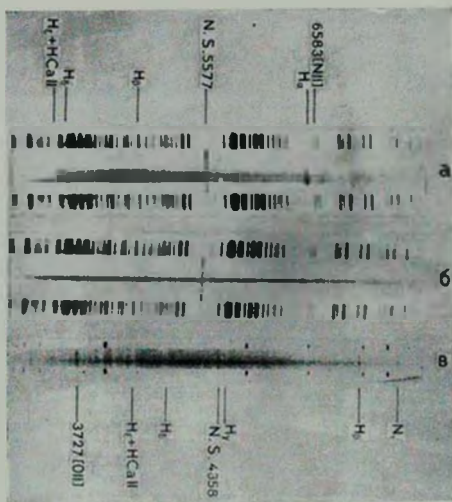


Рис. 1 а) спектр галактики NGC 972 вдоль большой оси (№ 322а), б) спектр NGC 972 вдоль малой оси (№ 321с), в) спектр галактики NGC 4433.

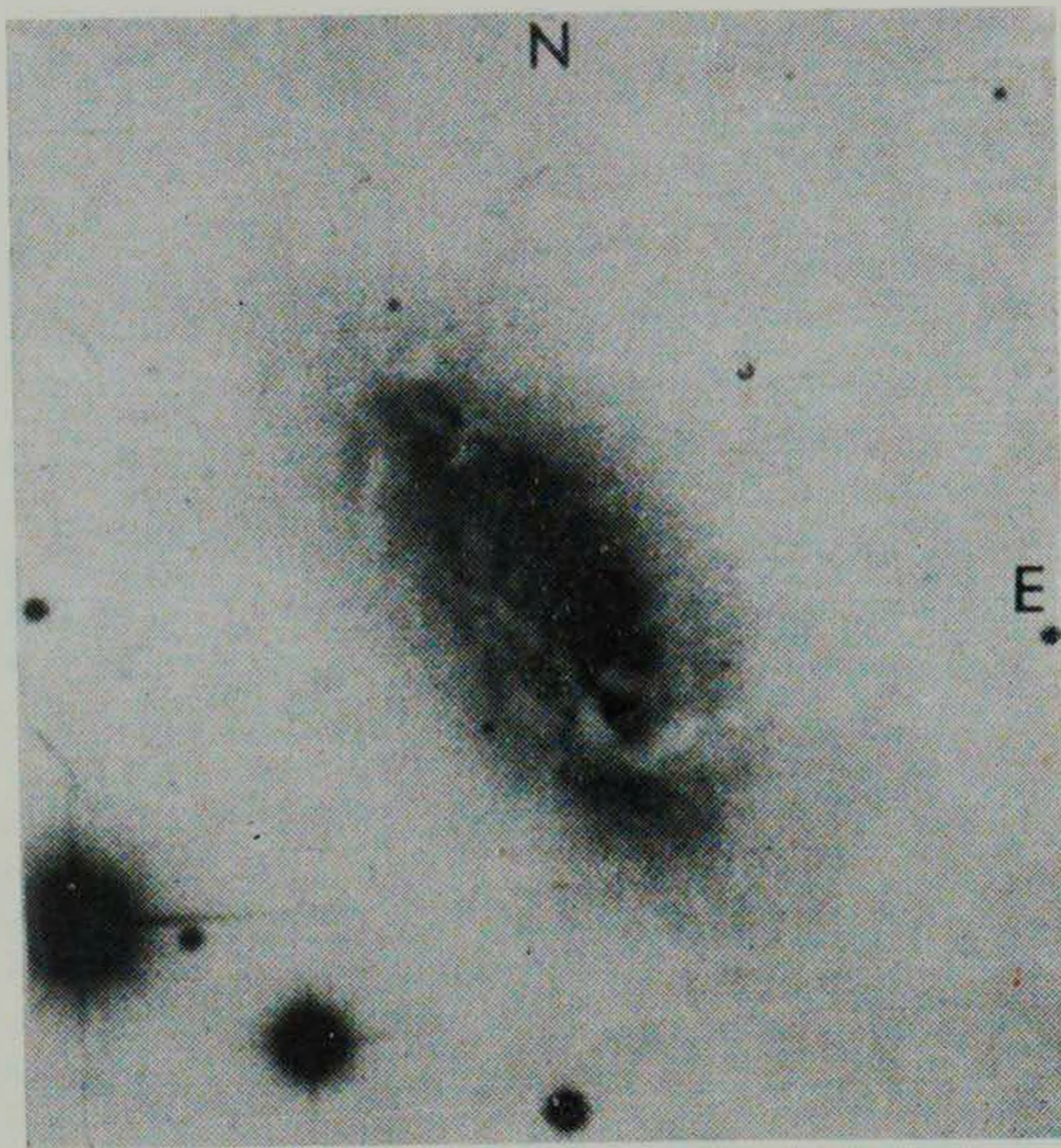


Рис. 2. Фотография галактики NGC 972 (масштаб 1 мм $\sim$ 2").

К ст. Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикяна

Таблица 1

№ пластинки	Дата	Эксп. (мин)	Спектральн. область (Å)	Направление щели
305b	23.9.1973	15	3500—7500	Вдоль большой оси, $\theta = 82^\circ$
309c	24.9.1973	20	3500—7500	" " " "
321c	28.9.1973	15	3500—7500	Вдоль малой оси, $\theta = 0^\circ$
322a	28.9.1973	15	3500—7500	Вдоль большой оси

Крупномасштабная фотография NGC 972 получена 1.1.1968 г. из 200" телескопе обсерваторий Хейл (США) на пластинках Kodak 103a-O с экспозицией 20 мин. Ее репродукция показана на рис. 2.

Спектрограмма галактики NGC 4433 получена в кассегреновском фокусе 200" телескопа обсерваторий Хейл с помощью ЭОП, дисперсия 85 Å/мм, на пластинках Kodak 11a-O с экспозицией 5 мин. Щель была установлена по направлению север—юг, по которому и расположена большая ось галактики. На рис. 1в показана спектрограмма NGC 4433.

3. *Результаты наблюдений. NGC 972.* а) Спектры 305b, 309c и 322a, полученные при ориентировке щели спектрографа по большой оси галактики, состоят из сильного непрерывного спектра, плотность которого меняется вдоль высоты щели, пересеченного рядом линий поглощения и излучения.

На непрерывном спектре шириной 30" выделяются две узкие сравнительно яркие непрерывные полосы вдоль дисперсии шириной 4". Одна из этих полосок ограничивает спектр снизу (рис. 1а) и относится к северо-западной части галактики, а вторая находится на расстоянии 13" к юго-востоку от первой и делит непрерывный спектр на две примерно равные части. Интересно, что расстояние между этими яркими полосками соответствует таковому между сгущениями, отмеченными в работах [5] и [6], и, по-видимому, полосы представляют собой спектры этих сгущений.

В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии 6583 [N II], H₁, H₂, 3727 [O II], причем линия H₁ наблюдается одновременно и в поглощении. В поглощении наблюдаются также линия D Na, H и K Ca II и линии балмеровской серии водорода, начиная от H₁₁ до H₁₃. Интересно, что в области спектра, соответствующей центральной части галактики, линия H₂ наблюдается только в поглощении.

Примечательна структура линий излучения вдоль высоты щели: они состоят из нескольких соединенных друг с другом продолговатых сгущений, два из которых выходят за пределы непрерывного спектра. Все эти сгущения хорошо выделяются на регистрограммах спектра вдоль линий H₁ и 6583 [N II] по высоте щели (рис. 3). На рис. 3 обозначены места

сгущений, а их расстояния от самого яркого из них (1) соответственно равны 11."9, 20."5, 28."5, 37."9, 44."2. Интересно, что эти сгущения не совпадают с яркими непрерывными полосками.

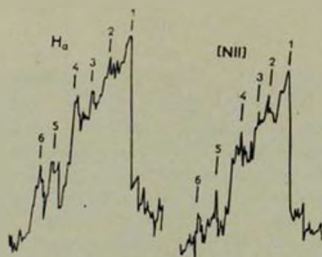


Рис. 3. Регистрограмма спектра № 322а вдоль линий H_α и 6583 [N II].

Разница между красными смещениями линий излучения и поглощения в одном и том же сечении спектра не превосходит ошибок наших измерений (± 90 км/с). Линии излучения заметно наклонены вследствие быстрого вращения галактики (примерно 120 км/с на расстоянии 2430 пс от центра галактики). Красные смещения шести отмеченных на рис. 3 сгущений эмиссионных линий приведены в табл. 2. В области галактики внутри радиуса 22" не обнаруживаются некруговые движения, а если они есть, их скорость не превышает пределов наших ошибок.

Таблица 2

КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ СГУЩЕНИЙ В СПЕКТРЕ
ГАЛАКТИКИ NGC 972

Линия	Сгущение					
	1	2	3	4	5	6
6583 [N II]	0.0052	0.0049	0.0044	0.0042	—	—
H_α	0.0052	0.0049	0.0046	0.0044	0.0041	0.0036
H_β	0.0051	—	—	0.0041	—	—

Регистрограммы трех областей спектра № 322а приведены на рис. 4а. Первая сверху относится к яркому сгущению 1, вторая и третья охватывают область непрерывного спектра по обе стороны от центральной яркой полоски. При регистрации первого сгущения в цель микрофотометра попадала также примыкающая к нему часть непрерывной яркой полоски. Относительные интенсивности и эквивалентные ширины спектральных ли-

ний в трех записанных областях спектра (усредненные по пластинкам № 305, 309с, 322а) приведены в табл. 3. В этой и в последующих таблицах эмиссионные линии обозначены буквой «э».

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ГАЛАКТИКИ NGC 972

Линия	I сечение	II сечение	III сечение
Относительные интенсивности			
6583 [N II] э	3.2	4.3	7.6
H _α э	7.0	9.6	22.8
H _β э	1.0	1.0	1.0
3727 [O II] э	0.2	0.3	0.3
Эквивалентные ширины (А)			
6583 [N II] э	17.1	13.2	5.4
H _α э	44.1	30.5	14.8
5896 D Na	4.8	3.4	6.6
H _β э	11.1	5.9	1.5
H _γ	—	4.0	1.9
H _δ	—	5.4	5.8
H _α + H Ca II	—	5.9	2.3
K Ca II	—	5.1	—
H _ε	—	3.3	—
H _ζ	—	3.4	2.2
3727 [O II] э	3.7	3.7	4.0

Представляет интерес отношение интенсивностей линий H_α и 6583 [N II] в сгущениях (рис. 3). Для первых четырех сгущений это отношение соответственно равно 2.3, 3.1, 5.3, 1.6.

6) Спектр № 321с (рис. 16) получен при ориентировке щели спектрографа по малой оси галактики. Непрерывный спектр шириной 13" с восточной стороны ограничен более яркой полосой (3"), а в направлении на запад постепенно слабеет. В излучении наблюдаются линии 6583 [N II], H_α, 3727 [O II]. Все эти линии простираются по высоте спектра на 20", выходя за пределы непрерывного спектра. На линиях H_α и 6583 [N II] отчетливо выделяются два сгущения. В поглощении наблюдаются те же линии, что и в спектрах 305b, 309с, 322а. Регистрограмма яркой непрерывной части приведена на рис. 46. Значения относительных интенсивностей и эквивалентных ширины в этой и соседней с нею области (по пластинке № 321с) приведены в табл. 4.

Линии H_α и 6583 [N II] фотометрированы также в двух отмеченных выше сгущениях, в которых отношение интенсивностей этих линий оказалось равным 3.6 и 3.3.

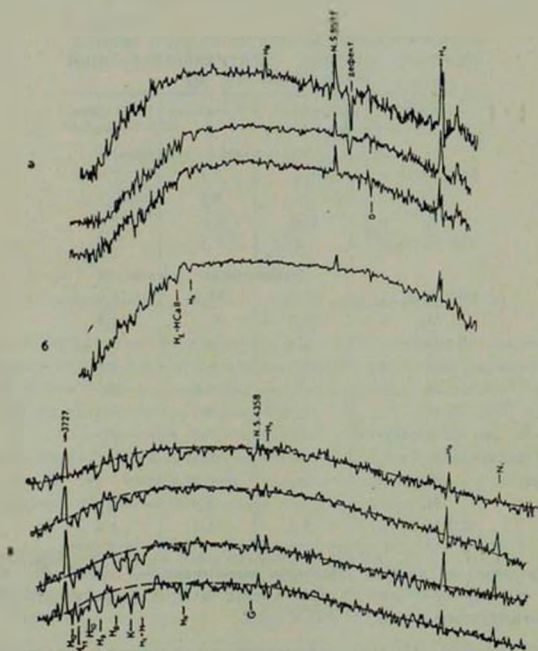


Рис. 4. а) Регистрограммы трех сечений спектра № 322а галактики NGC 972; б) регистрограмма спектра NGC 972, № 321с, в) регистрограммы четырех сечений спектра галактики NGC 4433.

NGC 4433. В спектре этой галактики выделяются две примыкающие друг к другу непрерывные полосы, идущие вдоль дисперсии в средней части спектра (рис. 1в). По обе стороны от этих полос непрерывный спектр почти одинаков по яркости. В спектре наблюдаются эмиссионные линии N_1 , H_β , H_γ , H_α , 3727 [O II]. Первые члены бальмеровской серии наблюдаются одновременно в поглощении и в эмиссии, причем центральные

частоты эмиссионных и абсорбционных компонент совпадают. Сравнительно узкие эмиссионные компоненты как бы провалены в широкие линии поглощения. Это хорошо видно по приведенным на рис. 5 профилям линий H_2 и H_{11} , соответствующим четырем разрезам спектра. Общие регистрограммы этих четырех разрезов спектра приведены на рис. 4в. Первая из них (сверху) соответствует спектру северной части галактики, вторая и третья — спектрам двух центральных сгущений, а четвертая — спектру южной части.

Таблица 4
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ГАЛАКТИКИ NGC 972

Линия	I сечение	II сечение
Относительные интенсивности		
6583 [N II] "	0.7	0.6
H_7 "	1.0	1.0
3727 [O II] "	0.1	0.2
Эквивалентные ширины (Å)		
6583 [N II] "	13.6	5.8
H_7 "	17.5	10.2
5896 D Na "	1.9	3.3
H_8 "	6.7	7.8
$H_7 + H Ca II$	8.3	10.1
K Ca II	2.8	3.9
H_2	3.9	6.5
H_9	1.5	5.4
H_{10}	0.5	2.9
H_{11}	—	2.1
3727 [O II] "	5.8	6.3

В поглощении наблюдаются линии H и K Ca II и линии бальмеровской серии водорода, от H_2 до H_{11} . В спектре NGC 4433 все эмиссионные линии прослеживаются по всей высоте непрерывного спектра и все они, как и у NGC 972, наклонены вследствие вращения галактики. На рис. 6 приведены регистрограммы эмиссионных линий по высоте щели. Они характеризуют изменение интенсивности эмиссии вдоль большой оси галактики. Во всех линиях хорошо выделяются оба центральных сгущения.

Результаты фотометрии спектральных линий приведены в табл. 5.

4. *Обсуждение результатов.* Спектры галактик NGC 972 и NGC 4433 во многом похожи друг на друга. Они состоят из интенсивного неоднородного по высоте непрерывного спектра, пересеченного рядом линий излучения и поглощения. Эмиссионный линейчатый спектр напоминает спектры газовых туманностей. В абсорбционном спектре хорошо выделяются вы-

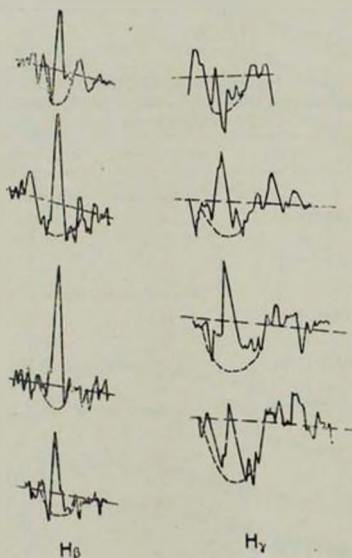


Рис. 5. Профили линий H_{δ} и H_{γ} в четырех сечениях спектра NGC 4433.

сокие члены бальмеровской серии водорода, линии H и K Ca II и D Na. Сравнение полученных нами эквивалентных ширин с результатами работы Гюнтера [17] показывает, что эти линии могли образоваться в атмосферах звезд сравнительно ранних спектральных классов (A—F—G). На основании этого можно предположить, что в NGC 972 и NGC 4433 доминируют звезды указанных спектральных классов.

При допущении, что линии поглощения имеют звездное происхождение, спектры галактик NGC 972 и NGC 4433 можно представить как наложение спектров звезд ранних спектральных классов и больших комплексов

газовой материи. Судя по отсутствию линий N_1 и N_2 в спектре NGC 972 и линии N_1 в спектре NGC 4433, степень возбуждения газовых облаков низка в обеих галактиках. Об этом свидетельствует также большое значение отношения $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{H}\beta}$ (табл. 3—5). Значения этого отношения, вероятно, искажены вследствие поглощения в самих галактиках, но поправка только усилила бы результат.

Таблица 5

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4433

Линия	I сечение	II сечение	III сечение	IV сечение
Относительные интенсивности				
5007 [O III] λ	—	0.5	0.3	0.3
H $_{\delta}$ λ	1.0	1.0	1.0	1.0
H $_{\gamma}$ λ	0.2	0.2	0.2	0.4
H $_{\beta}$ λ	0.1	0.1	0.1	0.2
3727 [O II] λ	1.2	1.6	1.6	1.6
Эквивалентные ширины (Å)				
5007 [O III] λ	—	5.3	2.9	1.7
H $_{\delta}$ λ	7.6	15.9	15.4	8.7
H $_{\gamma}$ λ	4.2	8.1	3.2	5.4
H $_{\beta}$ λ	1.7	3.4	4.5	4.4
H $_{\alpha}$ λ	3.4	3.6	4.5	7.7
H $_{\alpha}$ λ	0.5	1.6	1.5	2.6
H $_{\alpha}$ λ	4.2	4.8	7.2	8.8
H $_{\alpha}$ H Ca II	7.5	4.5	7.9	7.2
K Ca II	8.6	3.8	7.4	7.7
H $_{\alpha}$	6.7	4.9	7.0	5.4
H $_{\alpha}$	6.1	2.8	6.9	8.2
H $_{10}$	1.4	1.9	0.9	2.0
H $_{11}$	0.7	2.4	1.3	2.3
H $_{12}$	0.4	1.5	2.8	2.1
3727 [O II] λ	6.5	10.1	18.1	10.2

По-видимому, нет больших относительных движений звезд и облаков газа, так как лучевые скорости, определенные по линиям излучения и поглощения, примерно одинаковы (для NGC 972 см. табл. 2, а для NGC 4433 — работу [14]). Возможно, что звезды, ответственные за линии поглощения, и газ встречаются совместно, образуя звездные ассоциации. Как отмечено выше, отношение интенсивностей линий H $_{\alpha}$ и 6583 [N II] для всех смещений этих линий в спектре NGC 972 больше единицы, а

среднем оно порядка трех. Такое значение для отношения I_{H_2}/I_{6583} Бербидж и др. получили для рукавов спиральных галактик [16], которые, как хорошо известно, населены звездными ассоциациями и вообще первым типом звездного населения. Полученные нами значения I_{H_2}/I_{6583} могут послужить аргументом в пользу того, что в NGC 972 основную роль играют представители плоской составляющей звездного населения.

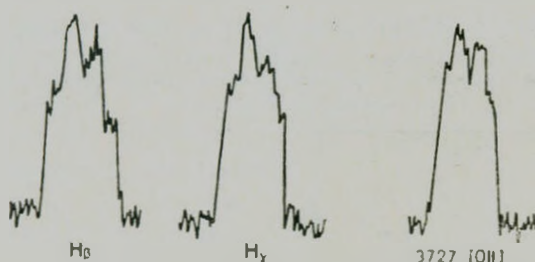


Рис. 6. Регистрограммы эмиссионных линий H_δ , H_γ и 3727 [OII] в спектре NGC 4433 по высоте щели.

Возможно также, что ранний спектр поглощения образуется в межзвездной среде галактик NGC 972 и NGC 4433, вследствие поглощения атомами, находящимися в метастабильном состоянии $2s$ водорода, среднее время жизни которого очень велико по сравнению со временем жизни $2p$ -состояния ($1.6 \cdot 10^{-9}$ с). Такая возможность была отмечена в работе [1]. Как раз в случае NGC 972 и NGC 4433 центральные частоты линий излучения и поглощения совпадают, что и должно было наблюдаться, когда линии возникают в кинематически одинаковых условиях. Конечно, анализ физических условий, при которых могли бы возникнуть межзвездные линии поглощения, является предметом отдельного детального изучения.

Выше было отмечено что в непрерывных спектрах NGC 972 и NGC 4433 выделяются яркие полосы вдоль дисперсии, не совпадающие со сгущениями в линиях излучения. Сопоставление прямых фотографий NGC 972 с ее спектром показывает, что две яркие полосы, выявленные нами в непрерывном спектре, принадлежат сгусткам, отмеченным в [5] и [6]. Следует отметить, что области, сильно излучающие в непрерывном спектре, пространственно отделены от областей, излучающих, в основном, в эмиссионных линиях, так как области с более яркими эмиссионными линиями в спектре не совпадают с местами повышенной плотности звезд. Судя по ширине ярких непрерывных полосок, линейные размеры областей, сильно излучающих в непрерывном спектре, порядка 600 пс. Уверенно судить о природе этих областей пока трудно.

Отметим, что в NGC 972 и NGC 4433 мы не обнаружили явных следов взрыва, хотя Хромей указывает на наличие нециклических движений в NGC 4433 [12].

Таким образом, NGC 972 и NGC 4433 отличаются от нормальных спиральных галактик аномально большим содержанием газовой-пылевой материи, чем, вероятно, и можно объяснить их цветовые и спектральные особенности.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает благодарность директорам Мак-Дональдской обсерватории и обсерваторий Хейл за предоставленную возможность наблюдать на больших телескопах этих обсерваторий.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF M82 TYPE IRREGULAR-GALAXIES. II. NGC 972 AND NGC 4433

N. K. ANDREASSIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of detail spectrophotometry of galaxies NGC 972 and NGC 4433 are presented. The spectra were taken on the 107' telescope of the McDonald observatory with the UVITS spectrograph (dispersion $225 \text{ \AA mm}^{-1}$) and on the 200" telescope of Hale observatories with the Cassegrain image tube Spectrograph (dispersion $85 \text{ \AA mm}^{-1}$). The line intensities and equivalent widths of the spectral lines of NGC 972 and NGC 4433 have been derived. The presence of early type stars and of low density and low excitation of gaseous nebulae in these galaxies is suggested. The existence of superassociations composed of stars and gaseous nebulae in NGC 972 and NGC 4433 is assumed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 197, 1973.
2. A. Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, 1961.
3. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 19, 1963.
4. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
5. P. L. Bernacca, F. Bertola, Asiago Contr., 214, 1969.
6. М. Н. Demoulin, M. Viton, V. Georgelin, в сб. „Нестационарные явления в галактиках“, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 434.
7. B. T. Linda, Ap. J., Suppl. ser., 28, 391, 1974.
8. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, Ap. J., 142, 619, 1965.
9. B. Takase, H. Kinoshita, P. A. S. Japan, 19, 403, 1967.

10. *S. M. Roberts*, *A. J.*, 74, 859, 1969.
11. *E. Holmberg*, *Ann. Lund Obs.*, 6, 1937.
12. *F. R. Chromey*, *Astron. Astrophys.*, 31, 165, 1974.
13. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 2, 235, 1966.
14. Э. Е. Хачикян, Г. А. Паносян, *Астрон. цирк.*, 698, 1, 1972.
15. *O. K. Krienk Jr., P. W. Hodge*, *A. J.*, 79, 1242, 1974.
16. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge*, *Ap. J.*, 142, 634, 1965.
17. *S. Gunther*, *Z. Astrophys.*, 7, 106, 1933.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА, И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 25 мая 1979

Приведены лучевые скорости, линейные размеры и абсолютные величины для 102-х изолированных галактик из каталога [1].

Введение. К моменту опубликования Каталога изолированных галактик [1] только у 61 галактики из 1051 были известны лучевые скорости. За шесть лет к ним добавилось еще 50 объектов. Между тем знание различных характеристик такой однородной выборки галактик необходимо для многих задач.

Получение спектров для всех галактик каталога [1] даже сейчас представляет весьма трудоемкую процедуру. Мы ограничились на первом этапе двумя выборками из [1]: галактики с угловыми размерами (большие оси) $D \geq 2'$ ($N = 169$) и галактики с $m_{rg} < 13.9$ ($N = 123$); 90 галактик — общие для двух выборок.

Поскольку программа выполнена не для всех галактик, статистическая обработка материала пока не проводилась. В статье приводятся значения лучевых скоростей, линейных размеров и абсолютных величин 102-х изолированных галактик из этих двух выборок.

Наблюдения и точность измерений лучевых скоростей. Спектры были получены в течение 1977—79 гг. на 6-м телескопе САО АН СССР. Использовался спектрограф УАГС с трехкаскадным ЭОП УМ-92. Дисперсия — около 92 Å/мм, спектральное разрешение порядка 5 Å.

Для 16 галактик нашего списка имеются независимые оценки лучевых скоростей, выполненные по наблюдениям на разных телескопах [2—4]. В 10 случаях из 16 значения V_0 совпадают в пределах ошибки измерений.

Средняя разность оценок составляет $V_{\text{БТА}} - V_{\text{др. авт.}} = -14 \pm 22$ (км/с). Средняя квадратичная разность оценок, $\langle \Delta V_{\text{БТА-др.}}^2 \rangle^{1/2} = 95$ км/с, в 1.4 раза больше средней квадратичной суммы внутренних ошибок, $(\sigma_{\text{БТА}}^2 + \sigma_{\text{др.}}^2)^{1/2} = 67$ км/с. Для четырех галактик, где имелись высокоточные измерения скорости на 21 см [4], сравнение оценок дает: $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2} = 51$ км/с при $(\sigma_{\text{БТА}}^2 + \sigma_{\text{др.}}^2)^{1/2} = 37$ км/с.

Большие различия в лучевых скоростях отмечены у ИГ 260 и 527. Они могут быть обусловлены внутренними движениями в этих галактиках:

- ИГ 260 имеет очень разветвленную спиральную структуру; ИГ 527 — объект больших угловых размеров. В таких случаях на величину V_0 должно влиять положение и ориентация щели спектрографа.

В целом можно считать, что реальная точность наших измерений составляет 50 км/с.

На рис. 1а-г приводятся спектрограммы нескольких изолированных галактик. Мы выбрали для иллюстрации галактику с сильно разрушенной спиральной структурой и сгущениями (ИГ 250), яркую галактику с туго закрученными спиральными ветвями (ИГ 590) и две нормальные спиральные галактики (ИГ 385 и 484). На примере спектра ИГ 250 видно, что наличие яркой детали в спектре может влиять на точность измерения V_0 .

Результаты. В табл. 1 приводятся следующие сведения о наблюдавшихся галактиках:

1 столбец — номер по КATALOGу изолированных галактик [1]; 2 — номер по NGC, IC или МКГ [3]; 3 — ревисованный хаббловский тип галактики, взятый из Упсальского каталога Нильсона [6] либо по [1]; 4 — лучевая скорость галактики, исправленная за движение Солнца, V_0 ; 5 — внутренняя ошибка измерений лучевой скорости, определенная по нескольким линиям, а в ряде случаев — по нескольким спектрограммам σ_{V_0} ; 6 — линии, видимые в спектре (эмиссионные линии обозначены их длиной волны в АА, абсорбционные — общепринятыми буквенными символами).

В примечаниях к табл. 1 даны лучевые скорости по определениям других авторов.

В тех случаях, когда наблюдения проводились при достаточно хороших изображениях, можно было сделать морфологическое описание объекта. Мы внесли некоторые характеристики галактик в примечания, если они дополняли описание объекта, приведенное в [1]. При отсутствии крупномасштабных прямых снимков эти описания в некоторых случаях позволяют уточнить классификацию галактики (например, для ИГ 724).

Линейные размеры галактик (А) вычислялись по их угловым диаметрам, приведенным к изофоте 25 m/□" и исправленным за наклон и галактическое поглощение, D_B . Подробная схема перехода от различных

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

ИГ	NGC, IC МКГ	Тип по Хаббл	V_0 (км/с)	$\pm \Delta V_0$ (км/с)	Линии	A_0 (мкс)	M_0
1	2	3	4	5	6	7	8
4	7817	Sb/Sc	2598	49	6563, 6583	32	-20 ^m .4
22	IC 1551	S...	13334	66	K, H, 3727, 6563, 6717	54	-21.8
31	7-2-13	SB IV	5831	26	6563, 6583	46	-19.5
53	IC 1710	SBc	3322	43	6548, 6563, 6583	26	-19.8
56	622	SBb	5249	69	6548, 6563, 6583	43	-20.4
59	1-5-13	Sc	4429	20	6563, 6583	47	-19.4
61	656	SB0	4166	133	K, H, G, 4340, Na	26	-20.7
62	662	S...pec	5855	36	3727, H, 4861, 5007	20	-21.5
85	4-5-43	Ir	2808	20	6563	25	-18.3
86	5-6-2	SBb	5409	46	3727, K, H, 4861, 6548, 6563, 6583, 6717, 6731	51	-20.9
102	6-6-33	Sb	4989	58	Na	82	-21.7
109	949	S...	801	10	6563, 6583, 6717, 6731	11	-18.8
112	4-7-16	Sc	840	20	6563, 6583, 6717	15	-16.7
116	1050	SBa	4058	15	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	30	-20.8
130	IC 1956	SB: b-c	6461	35	6563, 6583	27	-19.6
138	0-11-7	Sc	3776	24	6548, 6563, 6583	33	-18.2
144	4-10-27	Sb	9100	34	K, H, G, 4861	87	-20.6
147	1530	SBL	2715	9	6548, 6563, 6583, 6717	52	-20.2
159	13-5-2	Sc	4279	25	Na, 6563, 6583	41	-18.8
162	12-6-12	S...	1318	31	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	11	-18.0
165	12-6-17	Sc	4223	15	6548, 6563, 6583	40	-19.2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
166	13-5-19	Sb	5292	49	K, H, G, 4861, Na	50	-20 ^m .4
168	1C 2166	Se	2786	30	6563, 6583	29	-20.1
171	12-7-6	Se	3666	30	6548, 6563, 6583	27	-18.5
175	12-7-22	Se	1435	13	6563, 6583, 6717, 6731	22	-19.1
188	10-11-38	S	1839	30	6563	29	-17.5
191	8-14-20	SbA	5938	53	K, H, G, 4861, Na, 6563, 6583	30	-21.3
201	11-10-24	Sb-c	4157	30	6563, 6583	24	-19.4
202	12-8-10	SbB	4073	42	6563, 6583	32	-20.0
208	4-19-5	Sb	2075	13	6563, 6583	15	-17.8
217	8-15-27	Se	3587	35	6563, 6583, 6717, 6731	26	-20.0
237	9-14-19	Se	5714	59	Na, 6563, 6583	58	-19.6
240	11-10-75	Sb-c	4864	11	6563, 6583	27	-20.7
250	8-16-3	Sb...	2150	23	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	20	-20.7
260	1C 509	Se	5514	16	6563	43	-20.3
279	2644	pec	1813	20	6563, 6583, 6717	12	-19.1
281	2549	SbB/Se	4040	39	Na, 6563, 6583?	16	-21.0
290	8-16-34	S...	1760	38	6563, 6717, 6731	14	-16.7
296	1C 2428	Se	4220	15	6563, 6583, 6717?	26	-19.4
299	6-20-24	Ir	2120	30	6563, 6583	12	-17.4
303	2765	Sb	3642	30	Na	24	-20.6
319	1C 530	Sa-b	4751	64	Na	34	-20.1
329	2862	S...	4080	30	Na	31	-20.2
335	2870	Sb-c	3368	20	6563, 6583	29	-19.7

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
343	2900	SBc	5172	43	6563, 6583	34	-20 ^m 0
358	2954	E	3600	30	Na	23	-20.3
359	2960	Sam?	4781	33	6548, 6563, 6583	33	-20.8
363	2977	S...	3236	14	6563, 6583	19	-20.9
377	3026	Ir	1403	20	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	12	-17.9
383	3049	SBb	1410	10	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	13	-18.2
385	3043	S...	3065	15	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	19	-20.1
389	3098	S0-a	1204	30	Na	9	-18.3
400	3126	Sb	4973	36	Na	42	-20.9
416	2-27-11	Sb-c	2203	35	6563, 6583, 6717, 6731	11	-17.9
422	1-27-14	SB	1138	15	6563, 6717, 6731	11	-16.6
423	3270	Sb	6187	60	Na	59	-20.9
436	3346	SBc	1043	30	6563, 6583, 6717	11	-18.2
448	3437	Sc	1120	21	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	10	-18.6
463	9-18-86	Sc	2162	33	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	19	-18.4
464	3526	Sc	1019	28	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	6	-17.2
481	3682	S0-a	1747	16	6548, 6563, 6583, 6717, 6731	15	-18.8
484	3752	Sam-b	2133	14	6563, 6583	14	-19.0
502	0-30-24	Sc	1589	34	6563, 6583, 6717, 6731	17	-17.2
512	0-31-2	SBc	1812	25	6548, 6563, 6583	17	-18.1
524	4-29-60	Sc	428	25	6563, 6583, 6717, 6731	4	-14.5
527	4348	S	1842	15	6563, 6583, 6717, 6731	19	-18.6
528	4357	Sb	4332	32	Na, 6563	54	-20.6

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
534	6—28—8	SBe	614	24	6563, 6583, 6717	7	-16 ^m 4
536	4534	S...	822	15	6563, 6583, 6717, 6731	13	-17.2
545	4617	Sh	4684	31	6548, 6563, 6583	41	-20.0
547	4635	Se	882	25	6563, 6583, 6717	6	-16.9
551	11—16—6	S...	2496	30	6563, 6583	33	-17.9
581	5081	SBlb	6693	60:	K, H, 4861, Na	48	-20.8
590	3—35—1	Se	990	23	6563, 6583, 6717, 6731	4	-17.1
605	5375	SBlh	2477	50	G, 4861, Na	32	-19.6
616	6—31—78	SO—a	6326	40:	K, H, G, Na, 6563, 6583	50	-20.2
625	4—34—19	Se	4721	17	6563, 6583	36	-19.6
626	5584	Se	1454	22	6563, 6583, 6717, 6731	19	-18.9
627	5608	Ir	853	30	6563, 6583, 6717	9	-16.2
638	5690	Se	1758	20	6563, 6583, 6717	20	-19.0
642	5727	S...	1625	18	6563, 6583, 6717, 6731	13	-17.4
645	IC 1056	Sh	4172	15	6563, 6583	33	-19.6
653	5772	Sh	5058	47	G, Na	43	-20.5
668	8—28—9	Se	5315	25	Na, 6563, 6583	30	-19.0
691	5964	SBe	1412:	30:	6563?, 6583?, 6717?	23	-17.5
716	5—38—4	Se	9849:	40	Na	107	-21.2
724	6—35—37	SBe?	9227	47	Na, 6563, 6583	55	-20.4
766	6207	S...	1047	15	6563, 6583, 6717, 6731	9	-19.2
775	6255	SBe	1043:	40:	Na? 6563? 6583? 6717?	11	-17.3
785		S...	9788:	57	6563? 6583?	48	-21.1

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
812	6389	Sb	3304	30	6563, 6583, 6717, 6731	40	-20 ^m .2
855	6689	Sc	788	20	6563, 6583, 6717, 6731	11	-18.1
890	13-15-1	Sb	4985	36	6548, 6563, 6583	61	-20.6
906	0-54-12	Sb	5066	30	Na, 6563, 6583	28	-19.8
911	7056	SBb	5548	20	Na, 6563, 6583	28	-21.2
922		S	4260	20	6563	18	-18.8
923	2-55-7	S	6074	23	6563, 6583	50	-19.5
970		Sa-b	11853	90	Na, 6563	50	-21.1
976		Sa-b	3073	20	6543, 6563, 6583	22	-19.2
985		S...	2235	34	6563, 6583, 6717, 6731	26	-18.5
988		Sc	7759	60	Na	48	-20.1
1023		SBb	8307	54	Na? 6563, 6583, 6717	65	-21.5

Примечания к таблице 1

- 53 — Видно слабое ядро.
 56 — $V_0 = 5483 \pm 200$ [2].
 59 — $V_0 = 4337 \pm 54$ [3].
 62 — Архелии 55 [7]. Галактика разделена пылевой полосой. Щель спектрографа располагалась вдоль большой оси галактики, под углом 45° к пылевой полосе.
 85 — Линия H_1 наклонная. $V_0 = 2774 \pm 15$ [2].
 86 — $V_0 = 5426 \pm 15$ [4].
 109 — $V_0 = 785 \pm 100$ [2], $V_1 = 757 \pm 31$ [3].
 116 — Линии наклонные. Щель спектрографа располагалась вдоль большой оси галактики.
 138 — Линия H_1 наклонная.
 147 — Щель спектрографа располагалась под углом 45° к перемычке.
 165 — Галактика диффузная.
 168 — $V_0 = 2796 \pm 10$ [4].
 188 — Галактика диффузная.
 202 — $V_0 = 4022 \pm 17$ [2].
 240 — Линии наклонены.
 260 — Галактика диффузная. Видно слабое звездообразное ядро. $V_0 = 5394 \pm 10$ [2].
 281 — Галактика диффузная. Видно слабое ядро.
 296 — Линии H_1 и азота — тонкие, длинные, наклонные.
 329 — Ядро расположено асимметрично.
 343 — Слабые длинные линии. Диффузная центральная часть.
 358 — Компактное ядро.
 359 — Линии короткие.
 383 — Маркарки 710 [8].
 385 — Линии наклонные. $V_0 = 3028 \pm 51$ [3].
 389 — $V_0 = 1257 \pm 30$ [3].
 436 — $V_0 = 980 \pm 50$ [3], $V_1 = 1143 \pm 10$ [4].
 448 — Линии сильно наклонены. Ядро звездообразное. $V_1 = 1070 \pm 72$ [3].
 484 — Линии слегка наклонены. Распределение яркости в галактике асимметрично. Барообразная центральная часть.
 524 — Линии H_1 и азота — длинные, тонкие, наклонные.
 527 — $V_0 = 2055 \pm 25$ [3].
 551 — Галактика диффузная.
 581 — Довольно яркое ядро.
 605, 616 — Звездообразное яркое ядро.
 625 — Линии наклонены.
 626 — Сложная структура со сгущениями. $V_0 = 1588 \pm 10$ [2].
 638 — Линии наклонены. Щель спектрографа проходила через ядро и два сгущения.
 645 — Центральная часть галактики диффузная. Видно слабое звездообразное ядро.
 716 — Довольно яркое звездообразное ядро. $V_0 = 9992 \pm 10$ [2].
 724 — Видна барообразная структура в центральной части.
 766 — $V_0 = 1066 \pm 24$ [2].
 785 — Видно слабое ядро.
 812 — Диффузная периферия и звездообразное ядро. $V_0 = 3302 \pm 10$ [4].
 906 — Галактика диффузная.
 911 — Линии H_1 и азота — длинные, тонкие, наклонные.
 922 — Типичная Sc-галактика, видимая с ребра.
 976 — Галактика диффузная, с асимметричным распределением яркости. Линии $[N II]$ 6548 и H_2 — наклонные.

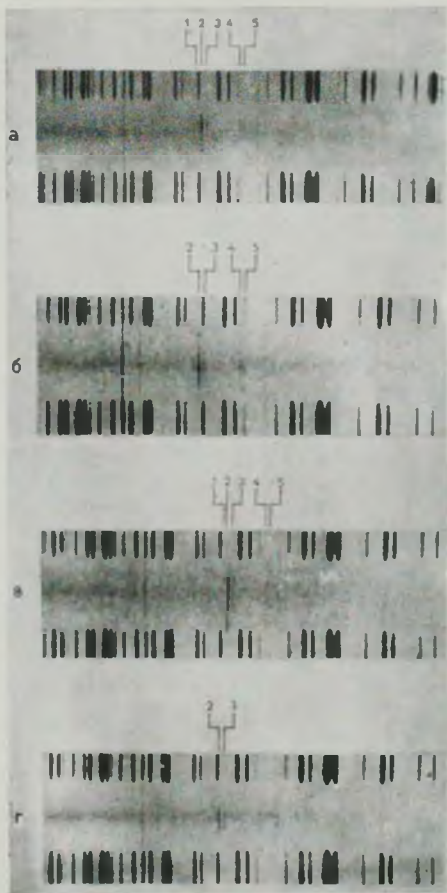


Рис. 1. Спектрограммы нескольких изолированных галактик, полученные 7/8.II.1978 г. на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом УАГС и трехкаскадным ЗОП УМ-92. Эмульсия А-600. Дисперсия 92 А/мм. Изображения 2–3". а) ИГ 250 экспозиция 4 мин; б) ИГ 590, экспозиция 5 мин; в) ИГ 385, экспозиция 5 мин; г) ИГ 484 экспозиция 4 мин. Обозначения линий: 1 — [N II] 6548; 2 — H γ ; 3 — [N II] 6583; 4 — [S II] 6717; 5 — [S II] 6731.

К ст. В. Е. Караченцевой, Н. Д. Караченцева

систем диаметров к приведенному представлена в [2]. Эту схему развил для системы диаметров Нильсона (которая считается наиболее однородной) Патюрель в [9]. Для вычисления приведенных D_N мы использовали формулу (7) из работы [9], подставляя значения диаметров, измеренных Нильсоном на синих картах Паломарского атласа. D_N и d_N .

Несколько галактик нашей программы в каталоге Нильсона [6] отсутствуют. Для них мы вычислили диаметры D_N и d_N путем перехода от системы Каталога изолированных галактик к системе Упсальского каталога Нильсона, $D_N = A, D_{\text{иг}} + B_i$; $d_N = A, d_{\text{иг}} + B_i$ (D и d — в минутах дуги). Коэффициенты перехода для синей карты Паломарского атласа даны в табл. 2.

Таблица 2

Тип по Хабблу	Большая ось		Малая ось		Число галактик
	A_i	B_i	A_i	B_i	
E, S0, SB0, S0-a, SB0-a	+1.11	-0.02	+1.02	+0.28	40
Sa, SBa, Sa/SB _a , Sa-b, SBa-b	+1.08	+0.03	+1.26	+0.01	51
SBb, Sb, Sb/SBb, Sb Sc, Sbc, SBbc	+1.01	+0.17	+1.29	-0.06	125
Sc, SBc, SBb Sc, SBb SBc, Sc SBc	+1.02	+0.17	+1.18	+0.22	169
Ir, Dwlr, S-Ir, Sc Ir	+1.23	-0.26	+1.20	-0.02	33
Все типы	+1.02	+0.16	+1.14	+0.18	

Абсолютные величины галактик вычислялись по их видимым величинам, приведенным в [1], и исправлялись за галактическое поглощение. $\Delta m_i = 0.25 \operatorname{cosec} |b^{\text{II}}|$ и красное смещение, $\Delta m_i = 1.77 \cdot 10^{-5} V_r (\text{км/с})$. Поправка за «том Ципки» не вносилась. При вычислении линейных размеров и абсолютных величин была принята постоянная Хаббла $H = 75 \text{ км/с Мпс}^{-1}$.

Линейные размеры и абсолютные величины приведены в двух последних столбцах табл. 1.

Перечислим основные результаты.

1) Среди наблюдавшихся изолированных галактик не отмечено ни одной с отрицательной лучевой скоростью. По-видимому, пекулярные движения галактик поля невелики.

2) Подавляющее большинство объектов нашей выборки составляют нормальные спиральные галактики, в спектрах которых видны узкие эмиссионные линии умеренной интенсивности.

3) Около 15% объектов — весьма протяженные галактики диаметром от 50 до 100 кпс. Галактики таких линейных размеров редко встречаются в группах и скоплениях.

Авторы признательны И. С. Балинской, А. И. Копылову, И. П. Костюк за помощь при наблюдениях и Н. П. Лисицыной за вычисление коэффициентов перехода для двух систем диаметров.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

RADIAL VELOCITIES OF 102 ISOLATED GALAXIES

V. E. KARACHENTSEVA, I. D. KARACHENTSEV

The radial velocities, linear diameters, and absolute magnitudes for the 102 isolated galaxies from [1] are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Караченцева, Каталог изолированных галактик, Сообщ. САО, 8, 3, 1973.
2. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas Press, 1976.
3. A. Sandage, A. J., 83, 904, 1978.
4. N. Thonnard, I. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., M. Roberts, A. J., 83, 1564, 1978.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Краснотурская, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, I—IV, изд-во МГУ, М., 1962—1968.
6. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, 1973.
7. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
8. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 12, 389, 1976.
9. G. Paturel, *Astrophys.*, 71, 19, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

СКОПЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 10 января 1979

Пересмотрена 14 мая 1979

Открытие так называемых сверхскоплений галактик есть результат неоправданного игнорирования различных искажений данных. После рассмотрения этих искажений делается вывод о вероятном отсутствии физических пар и триплетов, составленных из скоплений Эйбелла. Гипотеза о ячеистой структуре Вселенной оказывается пока мало обоснованной.

Введение. Данные о богатых скоплениях и сверхскоплениях галактик не надежны. Доказательство того, что не менее половины скоплений Эйбелла — это ложные скопления, «паразитирующие» на настоящих скоплениях значительно меньшей населенности, дается в работе [1]. Здесь же будут рассмотрены аргументы против существования скоплений более высокого порядка — сверхскоплений или мультископлений. Имеются в виду уже изучавшиеся образования. Возможно, что сверхскопления все-таки существуют, но они еще не открыты.

Вначале приведем общие соображения.

1. Решение о включении скопления в каталог зависит от плотности числа галактик в окрестности скопления. Если некоторое скопление вошло в каталог благодаря понижению указанной выше плотности, то и другое, близкое к первому скопление имеет больше шансов попасть в каталог благодаря той же окрестности. Положения выделенных скоплений уже нельзя считать взаимно независимыми.

Основные причины колебания плотностей чисел галактик — это изменчивость условий наблюдений от поля к полю размерами $6 \times 6^\circ$, изученная в работе [2], и неравномерность поглощения света. Крупномасштабные колебания в числах скоплений галактик вызывает зодиакальный свет, яркость которого увеличена у эклиптики. Если область неба с $b \geq 50^\circ$

разделить на две части линией $b = 26^\circ$, проходящей вблизи галактического полюса, и подсчитать в них скопления Эйбелла, то окажется, что при $b < 26^\circ$, то есть недалеко от эклиптики, плотность числа скоплений в 1.42 ± 0.13 раз меньше, чем при $b > 26^\circ$. Заметна и роль галактической широты, несмотря на то, что скопления Эйбелла выделялись на «красных» пластинках. Так, при $40^\circ \leq b \leq 50^\circ$ плотность числа скоплений в 1.56 раз меньше, чем при $b \geq 60^\circ$.

2. Сверхскопления выделяют среди скоплений Эйбелла фиксированного класса расстояния. Само расстояние оценивают по звездной величине m_{10} десятой по блеску галактики в области скопления. Глазомерная оценка величины m_{10} делается с ошибкой порядка $0.4''$. Отметим важные обстоятельства, которые игнорируются исследователями сверхскоплений

а) У соседних на небе скоплений ошибки определения величины m_{10} должны быть положительно коррелированными. Действительно, обычно эти скопления расположены на одной пластинке, и ошибки от изменчивости условий наблюдений, обработки и анализа снимков одни и те же.

В результате средняя квадратическая разность лучевых скоростей соседних скоплений одного класса расстояния должна быть меньше, чем у взаимно удаленных скоплений того же класса расстояния.

б) Распределение величин m_{10} для совокупности всех скоплений Эйбелла весьма странное: резкие скачки чисел скоплений наблюдаются при изменении величины m_{10} всего на $0.2-0.3''$. Это трудно совместить с гипотезой, согласно которой скопления концентрируются у определенных расстояний от наблюдателя. Достаточно вспомнить большую ошибку определения величины m_{10} и учесть, что дисперсия абсолютных величин десятых членов скоплений не равна нулю. Резкие максимумы в распределении величин m_{10} при $m_{10} = 15.9-16.0''$ и $17.1-17.2''$ и в некоторых других интервалах указывают на весьма своеобразные систематические искажения в этом материале.

3. В работе [3] показано, что на высоких галактических широтах корреляционная функция чисел галактик в локских подсчетах при угловых расстояниях $\theta > 0.4''$ определяется, в основном, флуктуациями межзвездного поглощения света. При сопоставлении корреляционных функций для разных выборок до сих пор не были учтены два обстоятельства. Во-первых, материал каталога [4] недостаточно однороден (см., например, [2]) и, во-вторых, в случае самых глубоких выборок галактик всегда рассматриваются области неба с минимальным поглощением.

Сверхскопление в Персее. Это сгущение галактик подробно изучено в работах [5, 6], в которых выдвинута гипотеза о ячеистой структуре Все-

ленной. Рассмотрим иной подход к истолкованию соответствующих данных наблюдений.

Прежде всего отметим, что очертания «сверхскопления в Персее» пока не могут быть определены достаточно уверенно хотя бы потому, что оно примыкает к области избегания у Млечного Пути. С востока видимость галактик также заметно ухудшена, в чем можно убедиться, изучив карту контуров равных плотностей чисел галактик в подсчетах Шейна и Виртанена [7]. Следовательно, не надежна и оценка диаметра сверхскопления (100 Мпс).

Трудно согласиться с использованием плотностей чисел очень далеких скоплений галактик в качестве указателей величины поглощения света. Здесь, вблизи Млечного Пути, на видимость таких образований существенно влияет мощный звездный фон. Ввиду того, что другие критерии в работах [5, 6] не рассматривались, роль неравномерного поглощения в этой области так и не опровергнута.

Интересно, что в «диске сверхскопления в Персее» на 1° приходится в среднем 0.45 галактики в интервале блеска от 12^m до 14.9^m (поглощение учтено). Но это даже меньше типичных значений для областей с малым поглощением вдали от Млечного пути (0.6).

Максимум чисел галактик в окрестности значения $V, \approx 5300$ км/с легко объясним селекцией галактик по видимому блеску ($m \approx 14.5$) и особенностью функции светимости.

Одним из центральных пунктов гипотезы авторов является признание реального существования большого числа прямолинейных цепочек скоплений, вытянутых вдоль ребер «ячеек Вселенной». Однако существование таких цепочек не подтверждается при рассмотрении триплетов скоплений, выделенных в работе [8]. Автор изучил 17 триплетов, у каждого из которых все члены содержатся на одной и той же карте Паломарского атласа. Прямоугольные координаты скоплений взяты из работы [9]. Среднее значение острого угла между прямыми, соединяющими скопления, среднее по прямому восхождению, с остальными двумя скоплениями триплета равно $51 \pm 6^\circ$, что совместимо с гипотезой о равномерном распределении значений этого угла в интервале от 0 до 90° .

Пары и триплеты скоплений. В очень интересной работе [8] даны списки изолированных пар и триплетов скоплений, подавляющее большинство которых, по мнению авторов этой работы, является физическими системами (а не результатом случайной проекции).

Пусть r_1, r_2 и r_3 — угловые расстояния от данного скопления до его первого, второго и третьего ближайших соседей на небе с тем же классом расстояния. Для отбора пар и триплетов использовались условия: $r_1/r_2 \leq x = 0.2$ и $r_2/r_3 \leq i = 0.4$. Легко видеть, что вероятности выполне-

ния этих условий в пуассоновском случае равны x^2 и x^4 соответственно. Если же существуют искажения данных (см. Введение), то эти вероятности приближенно составят ξx^2 и $\xi^2 x^4$, где $\xi > 1$ — множитель, учитывающий «стремление» наблюдаемых скоплений располагаться рядом благодаря существованию областей с улучшенной видимостью скоплений данного класса расстояния.

Предположим, что сверхскопления отсутствуют. Обозначая через N_2 и N_3 числа скоплений, удовлетворяющих предыдущим условиям для изолированной пары и триплета, имеем

$$\langle N_2 \rangle \approx N \xi x^2 \quad \text{и} \quad N_3 \approx N \xi^2 x^4, \quad (1)$$

где N — число всех скоплений Эйбелла. Согласно работе [8], $N_2 = 151$ и $N_3 = 138$. Используя (1), определяем $\xi \approx 1.39$ из первого равенства и $\xi^2 \approx (1.41)^2$ — из второго.

То, что из разных уравнений получились одинаковые оценки для величины ξ , косвенно свидетельствует о справедливости предположения о случайном характере изолированных пар и троек скоплений.

Кроме того, можно показать, что отмеченное в работе [8] возрастание угловых диаметров пар и троек скоплений при уменьшении расстояний до них вполне объяснимо в рамках гипотезы о случайном характере этих систем. При переходе к более близким скоплениям происходит увеличение среднего углового расстояния между соседними объектами, а это, в свою очередь, благоприятствует появлению более широких изолированных пар и троек.

Заключение. Совокупность данных о видимом распределении галактик допускает такое истолкование, при котором не требуется признавать присутствие большого числа сверхскоплений или мультископлений. На данном этапе само существование подобных образований можно поставить под сомнение. Это утверждение — логическое следствие развития идей, высказанных еще В. А. Амбарцумяном в работе [10], а затем Т. А. Агекяном [11] и Холмбергом [12].

Недавно в работе [13] получен один из решающих результатов в этой области. Связь положений скоплений Эйбелла с положениями радиисточников, очень заметная при угловых расстояниях меньших $10'$, полностью исчезает на больших расстояниях! Этот факт надежно свидетельствует против обилия сверхскоплений, содержащих по несколько скоплений Эйбелла. Напомним, что согласно работе [8] в такие системы должно входить 60% всех скоплений.

Проблема существования Местного сверхскопления остается нерешенной. Усомниться в реальности этой системы заставляет установленная в работе [14] связь между блеском ярких галактик и поверхностной плотно-

стью межзвездного нейтрального водорода. Однако механизм этой связи не ясен, так как требующиеся колебания поглощения света оказываются непомерно большими. Необходимо углубленное исследование всех деталей процесса отбора ярких галактик при составлении каталогов.

Псковский педагогический
институт

CLUSTERS OF CLUSTERS OF GALAXIES

B. I. FESENKO

The possibility is discussed that the so-called superclusters of galaxies were discovered owing to the unwarranted disregarding of various distortions in the observational data. It is concluded after consideration of the above distortions that the existence of physical systems consisting of Abell clusters is hardly probable. The idea on the cell structure of the Universe cannot be considered as proved.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 56, 1165, 1979.
2. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 56, 928, 1979.
3. Б. И. Фесенко, Письма АЖ, 4, 536, 1978.
4. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, v. 1—5, Zürich, 1911—58.
5. M. Jöeveer, J. Einasto, E. Tago, Tartu Astr. Obs., preprint A—1, 1977.
6. M. Jöeveer, J. Einasto, E. Tago, M. N., 185, 357, 1978.
7. C. D. Shane, C. A. Wirtanen, Publ. Lick obs., 22, 1, 1967.
8. И. Д. Караченцев, А. А. Щербановский, Астрон. ж., 55, 449, 1978.
9. G. N. Sastry, H. G. Rood, Ap. J. Suppl. ser., 23, 371, 1971.
10. В. А. Амбарцумян, Бюлл. Абастуманской обс., 4, 17, 1940.
11. Т. А. Аскиян, Астрон. ж., 34, 371, 1957.
12. E. B. Holmberg, Astron. Astrophys., 35, 121, 1974.
13. M. Seldner, P. J. E. Peebles, A. J., 225, 7, 1978.
14. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 54, 1202, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.802

СИНХРОННЫЕ UBV-НАБЛЮДЕНИЯ UV КИТА II

Н. Н. КИЛЯЧКОВ, Н. Д. МЕЛИКЯН, А. В. МИРЗОЯН, В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 14 апреля 1979

Обсуждаются синхронные UBV-наблюдения вспышек UV Кита, представленные в первой части этой работы [1]. Отмечены разнообразие и сложность (рис. 1) кривых блеска вспышек, построенных с высоким временным разрешением. Это разнообразие проявляется в форме, временах возгорания и полной продолжительности вспышек. Однако эти последние величины друг к другу коррелируют (рис. 2). Сделано допущение, что в общем кривая блеска звездной вспышки является суммарным следствием нескольких взаимно обусловленных кратковременных актов проявления выделенной при вспышке энергии. Обнаружено некоторое «группирование» вспышек. Поскольку чаше малое временное разрешение при фотографических наблюдениях вспышек приводит к сглаживанию формы кривой блеска, уменьшению амплитуды и средней частоты наблюдаемых вспышек (табл. 1). Рассмотрены траектории показателей цвета $U-B$ и $B-V$ отдельных синхронно наблюдаемых вспышек с их развитием на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) (рис. 3), показывающие их разнообразие и сильное отклонение от траекторий, ожидаемых по двухкомпонентной модели Кункели.

В первой части настоящей работы [1] были подробно описаны синхронные фотоэлектрические наблюдения вспышек звезды UV Кита, выполненные в августе 1978 г. в высокогорной Майданакской экспедиции Астрономического института АН Узбекской ССР, в фотометрической системе UBV, с помощью трех телескопов одновременно. Разрешение этих наблюдений во времени было достаточно высоким — 2 с.

В работе были приведены кривые блеска 16 вспышек, зарегистрированных за эффективное время наблюдений в 28 часов, причем 7 из них были наблюдаемы во всех трех областях спектра.

Хотя объем этих наблюдений небольшой, однако они содержат некоторые результаты, которые могут оказаться важными для понимания физической природы вспышек. Поэтому мы сочли целесообразным во второй части работы предварительно обсудить эти результаты.

При рассмотрении этих результатов обращает на себя внимание прежде всего крайнее разнообразие как форм кривых блеска зарегистрированных вспышек, так и соответствующих собственных цветов «вспышечного» излучения. Среди кривых блеска нет двух похожих друг на друга, причем большинство из них является довольно сложным.

У многих вспышек можно сосчитать несколько локальных максимумов, которые придают кривой блеска вспышки зубчатый вид. Кроме этого, почти всегда на кривой блеска звезды видно большое количество слабых кратковременных «всплесков». Эти «всплески» присутствуют на кривой блеска не только в период вспышки, но и до, и после вспышки. Часто за несколько секунд до резкого подъема блеска у звезды наблюдается значительное повышение интенсивности излучения.

Практически очень трудно представить кривую блеска отдельной вспышки плавной кривой. На наблюдаемых кривых, почти во всех случаях, присутствуют многочисленные ступеньки, которые, по-видимому, разделяют отдельные акты испускания выделенной энергии, то есть указывают на наличие кратности таких актов.

Например, вспышки № 1 и 2, 10 и 11, 12 и 13, зарегистрированные 2-го, 7-го и 9-го августа, являются, по крайней мере, двойными, а вспышки № 3, 4 и 5 от 4-го августа — многократными.

В пользу представления о многократности явления вспышки свидетельствуют также наблюдения Кристалли и Родоно [2, 3]. В этом же духе можно рассматривать и результаты наблюдений двух вспышек EV Ящерицы, выполненных с высоким временным разрешением Кодaira, Ичимура и Нишимура [4], которые свидетельствуют о наличии на их кривых блеска нескольких вторичных всплесков — «пикообразных поярчаний».

Указанные факты, выявленные на основе синхронных наблюдений вспышек, выполненных с достаточно высоким разрешением по времени, дают основание допустить, что звездная вспышка, в самом общем случае, является суммарным следствием нескольких, взаимно обусловленных кратковременных актов проявления выделенной при вспышке энергии. Это, однако, не означает, что не могут существовать отдельные, изолированные вспышки.

Для зарегистрированных вспышек отношение амплитуд в различных областях спектра меняется в больших пределах. Например, для отношения $\Delta U/\Delta V$ соответствующие значения разбросаны в интервале $1.5 \div 4.0$, а отношения $\Delta B/\Delta V$ — $1.3 \div 9.5$. Возможно, что в действительности диапазон значений этих отношений несколько меньше, однако реальность этих различий не подлежит сомнению.

Даже после учета влияния интенсивных эмиссионных линий, появляющихся во время вспышек, на результаты UBV -измерений наблюдается

сильное отклонение распределения энергии в непрерывном спектре «вспышечного» излучения от планковского распределения.

В исследовании Р. Е. Гершберга и П. Ф. Чугайнова [5], использовавших богатый наблюдательный материал, оценены времена возгорания вспышек и отмечено, что вспышки по времени их возгорания сильно отличаются. Обсуждаемые наблюдения в этом отношении находятся в полном согласии с этим результатом: наименьшее время возгорания наблюдалось для вспышки № 2 — всего 4 с, в то время как для вспышки № 13 оно составляло 102 с. Еще большее различие наблюдается в полных продолжительностях этих вспышек. Для зарегистрированных вспышек оно оценено от 16 до 3700 с.

Наибольшая продолжительность была зарегистрирована в случае вспышки № 13, которая является одной из мощнейших, когда-либо зарегистрированных у звезды UV Кита. Она продолжалась больше одного часа. Амплитуды этой вспышки в областях U, В и V равны $6^m.5$, $>4^m.3$ и $3^m.2$ соответственно [1]. При наблюдении этой вспышки в области В в момент максимума вспышки производилась коррекция звезды в диафрагме, поэтому здесь указан нижний предел амплитуды.

Как наглядный пример, указывающий на многократность проявлений явления вспышки, на рис. 1 представлена кривая блеска этой вспышки.

Сильно отличающиеся продолжительности времени возгорания вспышек соответствуют иногда почти одинаковой амплитуде.

Не имеется практически никакой корреляции между временем возгорания и амплитудой вспышки. Об этом свидетельствуют данные о вспышках № 3, 4 и № 8, 11, 14 [1]. Вследствие этого наблюдаются существенные различия в скоростях возгорания вспышек: например в U лучах от $0^m.06$ до $0^m.6$ и секунду.

Однако статистически существует прямая корреляция между временем возгорания и общей продолжительностью вспышки. Эта корреляция приведена на рис. 2, где использованы и результаты наблюдений UV Кита, выполненных Моффеттом [6]. В среднем общая продолжительность вспышки растет с увеличением времени ее возгорания.

Наблюдения вспышек UV Кита дают основания допустить, что острый и мощный пик вспышки иногда сидит на общем, поднимая по сравнению с нормальным, уровне излучения звезды. В ряде случаев как будто до вспышки у звезды наступает «возбужденное» состояние, которое характеризуется либо плавным подъемом блеска, либо наличием «всплесков». Это явление достаточно хорошо видно в случаях вспышек № 4, 8, 12, 13, 14 [1]. Особенно ярко оно выражено в случае вспышки № 14. Хотя эти «всплески» бывают порою довольно значительными, мы не включили их в число зарегистрированных отдельных вспышек.

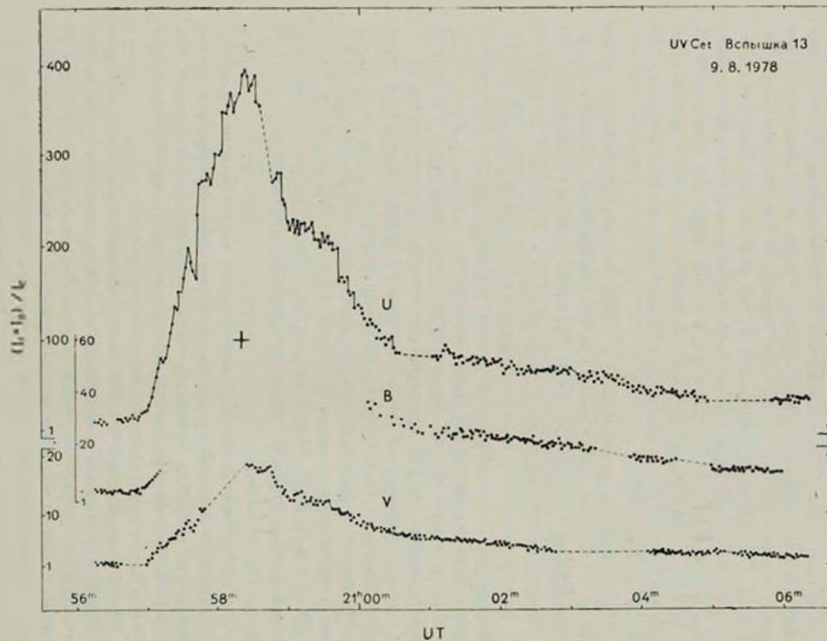


Рис. 1. Кривая блеска мощной вспышки № 13 звезды UV Кита. Крестиком обозначен нижний предел амплитуды блеска в полосе В в момент максимума вспышки.

Вообще следует отметить, что наблюдения указывают на некоторое «группирование» вспышек. Из всех зарегистрированных нами вспышек только четыре являются «простыми» (одиночными) вспышками. Остальные 12 вспышек встречались группами: они зарегистрированы всего за 8 часов, в частности пять вспышек, № 3, 4, 5, 6, 7 [1], были зарегистрированы за время чуть больше одного часа. Вспышки № 1 и 2 [1] непосредственно следуют друг за другом. Между ними наблюдается только одна

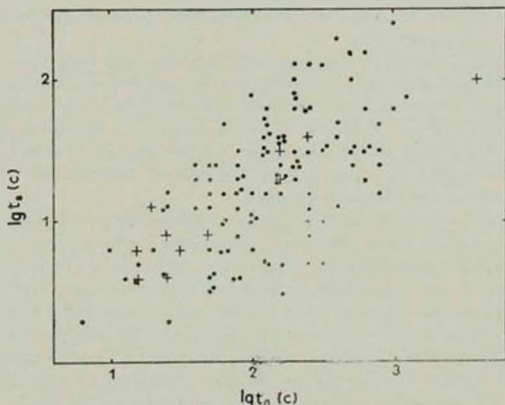


Рис. 2. Зависимость между полной продолжительностью вспышки и временем ее позгорания по синхронным наблюдениям. Точками обозначены данные наблюдения Морфетта [6].

точка (2 с), соответствующая блеску звезды в минимуме. А между вспышками № 12 и 13 [1] минимум блеска вовсе не был достигнут, так что эти вспышки можно интерпретировать вместе как одну более длительную вспышку с двумя максимумами. Кривая блеска вышеупомянутой вспышки № 13 накладывается на кривую блеска вспышки № 12, у которой в V-лучах до начала вспышки (до резкого подъема) замечается небольшой спад. Такое же положение наблюдается в случае вспышек № 10 и 11. «Группирование» вспышек ранее наблюдали и другие авторы. В частности, это хорошо видно на кривых блеска вспышек, зарегистрированных Кристалди и Родоно [2, 3].

При наших наблюдениях мы регистрировали в среднем одну вспышку за два часа патрулирования. Эта частота в несколько раз больше средней частоты вспышек звезды UV Кита, оцененной на основе богатого наблю-

дательного материала [5]. Имея в виду, однако, что эта последняя оценка относится в основном к визуальной области спектра и учитывая, что средняя частота вспышек растет к коротким длинам волн, можно понять это расхождение. Соответствующая средняя частота вспышек меньше средней частоты вспышек UV Кита, характеризующей, например, наблюдения Моффетта [6]. Это, возможно, связано с тем, что в статистику [6] входят и небольшие вспышки, в то время как нами рассматриваются лишь сравнительно большие вспышки (амплитуда в U-лучах $\Delta U \geq 1.5$). Учет небольших вспышек, типа «всплесков», имеющихся на наших записях, может объяснить это различие.

Очевидно, что такие характеристики звездных вспышек, как форма кривой блеска, амплитуда и средняя частота, находятся в зависимости от разрешающей способности по времени применяемого для наблюдений приемника излучения. В общем, с уменьшением разрешения по времени сглаживается кривая блеска, падает амплитуда вспышки, а вследствие потери вспышек с малыми для данного приемника амплитудами убывает средняя частота наблюдаемых вспышек.

Эти потери особенно велики при фотографических наблюдениях вспышек и звездных агрегатах, когда для обнаружения вспышек у сравнительно слабых вспыхивающих звезд применяются длительные (до 10—15 мин) экспозиции. Кроме небольшого разрешения по времени для этих наблюдений существенное значение имеет и сдвиг начала экспозиции относительно начала самой вспышки. Дело в том, что результат интегрирования интенсивности излучения звезды за время экспозиции прямо определяется той частью кривой блеска вспышки, которая попадает в этот интервал времени. А это зависит от взаимного расположения моментов начала экспозиции и звездной вспышки.

Для иллюстрации в табл. 1 приводятся данные об ожидаемых амплитудах зарегистрированных нами во время синхронных фотоэлектрических наблюдений вспышек UV Кита, в случае их фотографических наблюдений в U и В-лучах, при допущении, что каждое изображение звезды в цепочке соответствует 10 и 5-минутной экспозиции, соответственно, а отрезки времени между наблюдениями составляют 30 с.

В последовательных столбцах табл. 1 приведены порядковый номер зарегистрированной вспышки и амплитуды ΔU и ΔB при предположении, что наблюдения начаты в момент t_0 за 4 и 2 минуты до начала соответствующих вспышек, если они превышают амплитуду, доступную для фотографических наблюдений (≥ 0.5). В противном случае вместо амплитуды поставлена черточка.

Приведенные данные показывают, что вместо 12 зарегистрированных в U-лучах вспышек при фотографических наблюдениях в тот же период

можно было обнаружить лишь 4, а вместо 12 вспышек в В-лучах — всего 3. Такое значительное уменьшение средней частоты обусловлено не только тем, что при длительных экспозициях многие вспышки должны иметь недоступную для обнаружения амплитуду, но и тем, что при этом близкие по времени вспышки, например 3, 4 и 5, 12 и 13, соответственно, сливаются в одну, с одним максимумом. При этом только в случае соседних вспышек 12 и 13 (последняя, как было указано выше, одна из мощнейших, когда-либо зарегистрированных у UV Кита) цепочка содержит более двух изображений с амплитудой больше 0^m5 .

Таблица 1

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ДЛЯ СЛУЧАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
АМПЛИТУДЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ
ВСПЫШЕК UV КИТА

№ вспышки	ΔU		ΔB	
	$t_0 = -4$ мин	$t_0 = -2$ мин	$t_0 = -4$ мин	$t_0 = -2$ мин
1, 2	—	—	—	—
3, 4, 5	1.4; —; —	1.5; —; —	—	—
6, 7	—	—	—	—
8	—	—	•	•
9	•	•	—	—
10, 11	•	•	—	—
12, 13	5.1; 3.8; 2.5 2.0; 1.4; 0.8	5.4; 3.7; 2.4 1.9; 1.0; 0.5	0.5; •; 2.5 2.3; 1.7; 1.4	1.4; •; 2.2 1.8; 1.7; 1.5
14	•	•	0.8; 1.4; —	1.5; 0.8; —
15	1.2; —; —	1.2; —; —	0.5; 0.9; —	0.9; —
16	0.8; —; —	0.8; —; —	—	0.6; —; —

• — вспышка не наблюдалась.

Таким образом, как и следовало ожидать, при фотографических наблюдениях звездных вспышек большинство фотоэлектрически наблюдаемых вспышек остаются необнаруженными, вследствие чего наблюдаемая их средняя частота резко снижена, по сравнению с истинной. Обнаруженные же вспышки имеют сильно искаженные, по сравнению с действительностью, кривые блеска.

Представляет, наконец, определенный интерес рассмотрение хода изменения собственных цветов ($U-B$) и ($B-V$) «вспышечного» излучения на двухцветной диаграмме по мере развития вспышки. Этот ход может дать правильное представление о природе «вспышечного» излучения, так как вид этого дополнительного избыточного излучения определяет соответствующие ему возможные цвета, а следовательно и траектории изменений этих цветов. Например, если допустить, что «вспышечное» излу-

ние, как полагает Кункель [7], представляет собой излучение горячего водородного газа, на которое налагается излучение горячего пятна, возникшего на поверхности звезды во время вспышки, то можно предсказать траекторию перемещения этого излучения на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) в период вспышки.

Цвета вспышек UV Кита, зарегистрированных нами во время синхронных наблюдений, в системе UBV , показывают, прежде всего, что в действительности эти траектории весьма разнообразны.

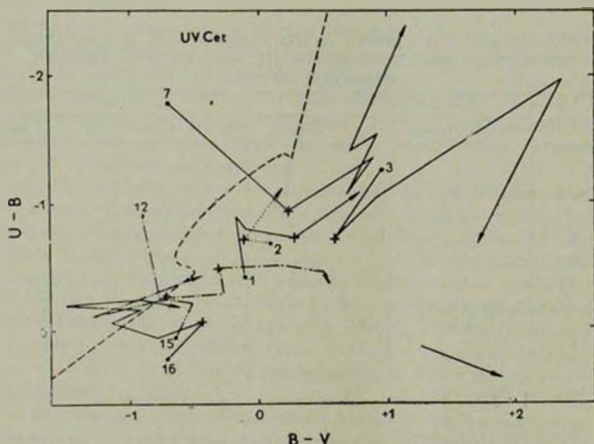


Рис. 3. Двухцветная диаграмма ($U-B$, $B-V$) для вспышек UV Кита по синхронным наблюдениям. Крестиками обозначены наблюдаемые цвета в моменты максимумов блеска вспышек, а числа соответствуют номерам вспышек [1]. Малые стрелки указывают направления перемещения собственных цветов «вспышечного» излучения с развитием зарегистрированных вспышек, а большая стрелка внизу справа — ожидаемого их перемещения после максимума вспышки по модели Кункеля [7]. Пунктирная кривая разграничивает область, соответствующую излучению водородной плазмы, при различных предположениях относительно ее оптических свойств [7], занимающую верхнюю левую часть диаграммы.

На рис. 3 на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) представлены эти траектории, по синхронным наблюдениям 7 вспышек UV Кита, для тех частей кривых блеска, где интенсивность «вспышечного» излучения достаточно большая для всех трех областей спектра U , B и V , чтобы быть уверенным в реальности полученных собственных цветов.

Рис. 3 свидетельствует о большом разнообразии в собственных цветах «вспышечного» излучения для различных периодов вспышек, что приводит к сильным различиям в траекториях, соответствующих перемещению «вспышечного» излучения на двухцветной диаграмме как в период возгорания, так и после максимума — на нисходящей ветви кривой блеска.

Причем, если выделение энергии происходило бы только в начале вспышки, то есть в том идеальном случае, когда можно допустить, что все вспышки являются простыми и тождественными по физическим свойствам, то следовало бы ожидать перемещения «вспышечного» излучения всегда в одном направлении. На самом деле траектории собственных цветов «вспышечного» излучения указывают на перемещение этого излучения на двухцветной диаграмме в разные стороны, даже в «одинаковой» фазе вспышки.

Этот факт можно рассматривать как свидетельство против представления о тождественности и простоте всех вспышек. В действительности, по-видимому, в составе «вспышечного» излучения, в любой фазе наблюдаемой вспышки, имеется различная смесь основного «вспышечного» и рекомбинационного излучения. Иначе говоря, почти все рассмотренные вспышки являются кратными.

Вместе с тем, из рис. 3 отчетливо видно, что наблюдаемые траектории «вспышечного» излучения на диаграмме существенно отличаются от траекторий, ожидаемых при двухкомпонентной модели Кункеля [7], имеющей направление, указанное на рис. 3 стрелкой (в правом нижнем углу).

Обращает на себя внимание и то обстоятельство, что собственные цвета «вспышечного» излучения в моменты максимума вспышек, отмеченные на диаграмме крестиками, показывают наименьший разброс на диаграмме.

В заключение отметим две задачи, которые представляют важное, по-видимому, принципиальное значение для вскрытия природы звездных вспышек.

Первая из них связана с изучением микроструктуры вспышек. Для этой цели нам представляются многообещающими синхронные наблюдения звездных вспышек в нескольких областях спектра с аппаратурой, обладающей разрешением во времени порядка 0.5 с, при значительном повышении точности наблюдений.

Вторая задача связана с теоретическим рассмотрением возможности многократного проявления «элементарных вспышек» при едином или многократном акте выделения необходимой энергии во внешних слоях звезды.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценное обсуждение статьи.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Астрономический институт
АН Узб. ССР

SYNCHRONOUS UVB-OBSERVATIONS OF THE UV CETI FLARES. II

N. N. KILJACHKOV, N. D. MELIKIAN, L. V. MIRZOYAN, V. S. SHEVCHENKO

The synchronous UVB-observations of the UV Ceti flares presented in the first part of the paper [1] are discussed. The variety and complexity of the light curves of flares constructed with a high time resolution (Fig. 1) are noted. This variety is manifested in forms, increasing times and total durations of flares. These last quantities are correlated (Fig. 2). An assumption is made that, in common, each light curve of stellar flares is a summary consequence of some mutually conditioned short-time acts of manifestation of the energy liberated during a flare. Some "grouping" of flares is found. It is shown how the low time-resolution of photographic observations of stellar flares can bring to smoothing out of the light curve and to the decrease of amplitudes and mean frequencies of observed flares (Table 1). The tracks of colour indices $U-B$ and $B-V$ on the two-colour diagram ($U-B$, $B-V$) for some synchronous observed flares with their development (Fig. 3) are discussed. They show great variety and strong deviations from the tracks expected according to the two-component model of flare radiation by Kunkel.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Килячков, Н. Д. Меликян, Л. В. Мирзоян, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, **15**, 423, 1979.
2. S. Cristaldi, M. Rodono, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **ser.**, **2**, 223, 1970.
3. S. Cristaldi, M. Rodono, *IBVS*, No. 526, 1971.
4. K. Kodaira, K. Ichimura, S. Nishimura, *P.A.S. Япон.*, **24**, 665, 1976.
5. Р. Е. Гершберз, П. Ф. Чизайнов, *Изв. Крымской обс.*, **40**, **7**, 1969.
6. T. J. Moffett, *Ap. J. Supp. ser.*, **29**, **1**, 1974.
7. W. E. Kunkel, *Ap. J.*, **161**, 503, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.872

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ R MON И NGC 2261. II

Дж. А. ГРИНСТЕГІН, М. А. КАЗАРЯН, Т. Ю. МАГАКЯН, Э. Е. ХАЧІКЯН

Поступила 16 мая 1979

Выполнен анализ наблюдательного материала для туманности NGC 2261 и ее ядра R Mon. Показано, что лучевая скорость линий поглощения R Mon мало меняется со временем, в среднем составляя -40 км/с. Лучевая скорость по эмиссионным линиям равна $+53$ км/с по линии Fe II и $+29$ км/с по линиям H.

Фиолетовое смещение линий поглощения в спектре NGC 2261 относительно R Mon сохраняется со временем. Лучевая скорость линий [O II] у NGC 2261 не согласуется со значениями для других линий этой туманности, а также с лучевыми скоростями других объектов в ее окрестностях.

Предложена модель туманности, в которой неподвижный относительно звезды пылевой конус обтекается плотным слабо возбужденным газом, движущимся с ускорением вдоль направления оси конуса. Считается, что линии поглощения, присутствующие только в спектре туманности, возникают в газовом слое на фоне отраженного непрерывного спектра R Mon.

В настоящей статье, являющейся продолжением [1], сделана попытка анализа имеющегося наблюдательного материала по NGC 2261 и R Mon. Делаются заключения относительно физических характеристик NGC 2261 и ее ядра R Mon и предложена качественная модель туманности.

1. R Mon. а) *Спектральный тип и классификация.* В настоящее время отнесение наблюдаемого ядра туманности NGC 2261 R Mon к молодым объектам (так называемому «орпонову населению») является общепризнанным. Как было показано Хербигом [2], оно не является звездой, а напоминает треугольник со сторонами в $5''$. Однако эта, своего рода, «кома» отличается от малых околозвездных туманностей некоторых звезд типа Т Тау (сама Т Тау, HL Tau), в спектрах которых содержится богатый

набор сильных запрещенных эмиссий, в то время, как у R Моп наблюдаются только довольно слабые линии [S II], [Fe II] и, возможно, еще [OI] [1, 3]. Кроме того, инфракрасные и поляризметрические наблюдения указывают на присутствие в ней больших масс пыли [4—11]. Направления поляризации у R Моп и самых близких к ней частей туманности мало отличаются. Поэтому можно согласиться с существующим мнением, что звезда глубоко погружена в толщу пылевой туманности и недоступна непосредственным наблюдениям.

Линейчатый спектр R Моп изучался систематически с 1941 г. [1—3, 12—16]. По довольно узким линиям поглощения подорда и ионизованного кальция он условно классифицируется как Aep. Но этот спектр полностью определяется внутренней, околозвездной оболочкой, поскольку все линии узки и имеют большие отрицательные лучевые скорости (см. ниже). Спектральный класс R Моп остается неизвестным; в частности, фотосферного спектра поглощения, наблюдающегося у звезд типа Т Тау, здесь не имеется. По эмиссионному спектру имеется сходство с V 380 Ori и Lk H. 120 [14, 17].

По-видимому, R Моп не относится к звездам типа Т Тау, как предполагал Джой [12]. Это было отмечено Хербигом еще в 1960 г., включившим R Моп в класс звезд Be/Ae, связанных с туманностями [14]. Авторы также склонны считать, что R Моп является звездой раннего класса. По нашим спектрограммам у линий поглощения бальмеровской серии, начиная с H_{α} — H_{δ} , длинноволновые края линий более размыты и кажутся имеющими крылья, в то время как коротковолновые края очень резки. Такой асимметричной картины и следовало бы ожидать, если вращательное уширение линий не очень велико; у первых членов серии ее мешают рассмотреть эмиссионные компоненты. Многие другие Be/Ae-звезды также имеют широкие крылья у бальмеровских линий поглощения [14, 18]. Высокая светимость R Моп также лучше согласуется с предположением о ее раннем спектральном классе.

После опубликования нашей первой статьи [1] 28 марта 1978 г. была получена еще одна спектрограмма R Моп (U 36) с помощью телескопа ЭТА-2.6 Бюраканской обсерватории и спектрографа UAGS [19]. При небольшой дисперсии ≈ 135 А/мм разрешение оказалось достаточно хорошим для сравнения со спектрами, описанными ранее. Обнаружено возрастание интенсивностей линий [Fe II] относительно Fe II.

6) *Профили линий.* Первые члены бальмеровской серии (до H_{δ}) и линия K Ca II (линия H блендируется с H_{δ}) имеют двугорбый вид: бальмеровские линии полностью соответствуют профилям III типа P Cyg по классификации Билса [20]. Есть основания считать, что провал, разделяющий эмиссионные линии H_{α} и H_{β} на два компонента, вызван погло-

щением. Этот абсорбционный компонент опускается на наших спектрах ниже уровня континуума, начиная с H_1 , а при дальнейшем возрастании номера линии наблюдается плавный переход от двугорбых профилей к чисто абсорбционным линиям. Можно заподозрить существование также и других, более слабых абсорбционных компонентов, как у некоторых звезд Be/Ae из списка Хербига [21].

На спектрограмме U 36 линии H_2 и H_3 имеют, как и раньше, сложные профили. У H_2 наблюдаются уже только следы эмиссии с красной стороны. Что касается линии K Ca II, то она, как и на спектрах в [1], имеет эмиссионные компоненты почти равной интенсивности. Однако в данном случае центральная абсорбция стала несколько сильнее, и, по-видимому, опускается ниже континуума. Из эмиссионных компонентов, в отличие от предыдущих спектрограмм, сильнее длинноволновый. Ранее соотношение интенсивностей их было обратным и при этом противоположным наблюдающемуся у балмеровских линий.

Для объяснения вида профилей линий R Mon, на наш взгляд, лучше подходит гипотеза о протяженной расширяющейся атмосфере. Для образования профилей III типа, согласно Билсу [20] и Кюн [23, 24] оболочка должна расширяться с замедлением, что оспаривалось, в частности, Ван Блеркомом [22], но приведенные им профили соответствуют I, а не III типу P Cyg. Во всяком случае, предположение о выбросе вещества из оболочки R Mon кажется естественным и согласуется с наблюдательными данными.

в) *Лучевые скорости.* Вопрос о лучевых скоростях линий R Mon заслуживает особого внимания из-за наличия нескольких их систем.

Как было указано нами [1], по эмиссионным линиям Fe II $V_r = +48$ км/с*. Это значение V_r согласуется со значением $+58$ км/с, приведенным Стоктоном и др. [3]. По водородным же линиям лучевая скорость, по нашим измерениям, в среднем близка к $+100$ км/с. Это кажущееся противоречие исчезает, если заметить, что эта большая скорость измерена по длинноволновым (более интенсивным) эмиссионным компонентам балмеровских линий. Для профилей III типа P Cyg она не должна совпадать с истинной лучевой скоростью звезды. Хербиг [25] отмечает, что лучевая скорость линии H_1 , измеренная по двугорбому профилю, взятому как целое, достаточно близка к собственной скорости звезды, определенной по фотосферному абсорбционному спектру, а также к скоростям других эмиссионных линий в красной области спектра. Скорость линии H_1 по середине профиля на спектрограммах Pd 12740 и Pd 11542 составляет $+37$ и $+22$ км/с, соответственно. В пределах ошибок измере-

* Здесь и вкзду в статье используются гелиоцентрические лучевые скорости.

ний эти значения лучше согласуются со скоростями, определенными по линиям Fe II, хотя остается некоторое различие.

Скорость по линиям Fe II, которые не искажены абсорбциями, должна быть, по-видимому, ближе к истинной скорости R Моп. Но эта скорость не согласуется с радионаблюдениями в линии CO (см. ниже) и вообще велика для объектов орionoва населения. Возможно, что это различие связано со структурой оболочки.

Для понимания физической природы туманности NGC 2261 очень важны возможные изменения V_r абсорбционных линий R Моп со временем. Наличием таких изменений и «разверткой» их по туманности Стоктон и др. [3] объясняют сильное фиолетовое смещение этих линий в спектре NGC 2261. Сопоставим поэтому доступные измерения V_r (табл. 1). С целью увеличить число данных мы измерили V_r также по спектрограмме ES 361, полученной Хербигом и любезно предоставленной нам для обработки, и по новой пластинке U 36.

Таблица 1

ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ АБСОРБЦИОННЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ R МОН

Спектрограмма	V_r (км/с)	Дата
Джой [12]	-12	30.10.1941
ES 361	-52 ± 27	19.1.1963
R 10399	-20 ± 9	7.1.1968
N 3366	-60 ± 43	2.2.1968
Pd 11542	-38 (H γ)	17.12.1969
Pd 12733	-45 ± 21	9.2.1972
Pd 12740	-49 (H γ)	21.2.1972
Зайцева и Колотилова [26]	-110 (H γ)	13 и 20.3.1972
Стоктон и др. [3]	-27 ± 9	1-4.1974
U 36	-65 ± 51	23.3.1978

Несмотря на довольно большой период времени, охваченный наблюдениями, скорости различаются, в общем, незначительно. Можно предполагать, что разброс вызван частично ошибками, а частично — переменностью V_r . Тем не менее, значения порядка — 220 км/с, которые наблюдаются в туманности и которые, по гипотезе «развертки» [3], должны наблюдаться в некоторые моменты также и у R Моп, здесь отсутствуют.

Из общего ряда выпадают лишь значения V_r , полученные Джоем [12] и Зайцевой и Колотиловым [26]. Данные Джоя получены по единственной спектрограмме невысокой дисперсии и представляются недостаточно надежными. Что же касается измерений [26], то, сопоставляя их с

нашими данными, следует допустить, что отрицательная скорость абсорбционных линий за время порядка 20 суток возрасла более чем вдвое.

Это значение, полученное по абсорбционному обращению в H₁, пока является единственным. Наконец, дисперсия спектра U 36 недостаточна для уверенных измерений V_r и этим, вероятно, вызвана большая среднеквадратическая ошибка. Лучевая скорость абсорбционных линий в спектре R Mon, вероятно, колеблется, но не показывает изменений больше ± 40 км/с.

2. NGC 2261. а) *Описание*. Среди других кометарных туманностей NGC 2261 выделяется сильной переменностью формы, открытой Хабблом в 1916 г. [27]. С того времени переменность туманности была прослежена на протяжении примерно сорока лет. За последние двадцать лет, однако, заметных изменений ее формы не наблюдается.

Фотометрические, колориметрические и поляриметрические наблюдения туманности проводились неоднократно [10, 28—31]. Было надежно установлено, что она по интегральной яркости превосходит R Mon (нарушается соотношение Хаббла), но наблюдаемая поляризация и показатели цвета не противоречат ее отражательной природе. То же относится к ее непрерывному спектру [15, 16]. Что же касается ее линейчатого спектра, то, как неоднократно отмечалось в литературе [1—3, 15, 16, 32], некоторые факты заставляют сомневаться в его чисто отражательном характере.

б) *Спектр туманности*. Спектральные исследования NGC 2261, начиная с пионерской работы Слайфера [33], остаются еще немногочисленными. Основные наблюдательные данные содержатся в работах [1, 3, 13, 15, 16]*.

Если в туманности присутствует дополнительная эмиссия и абсорбция в линиях, это должно внести различия со спектром R Mon. Такие различия действительно есть.

Сперва рассмотрим эмиссионный спектр NGC 2261. Эквивалентные ширины большинства линий металлов (Fe II, Ti II и др.) в спектрах R Mon и туманности согласуются друг с другом, а соответствующие лучевые скорости неизменны. Поэтому можно полагать, что эти линии являются результатом отражения спектра R Mon на пыли.

Более сложно обстоит дело с эмиссионными компонентами линий водорода и ионизованного кальция, а также с линией λ 3727 [O II], которая отдельно будет рассмотрена ниже. Для балмеровских линий увеличение

* В статье [1] по недоразумению высота щели при получении спектров N 3358, N 3367 и N 3377 была указана неправильно, вследствие чего на рис. 5 статьи [1] масштаб оказался зарыщен. Картина распределения лучевых скоростей абсорбционных линий по туманности приведена на рис. 1 настоящей статьи.

эквивалентных шириин их эмиссионных компонентов в туманности по сравнению с R Моп [1, 16] в работе [3] объясняется проектированием на NGC 2261 внешней части области H II NGC 2264. Однако постоянство этого эффекта, как следовало бы ожидать в таком случае, по-видимому, не соблюдается, согласно [13] и нашим наблюдениям. Во всяком случае, судя по тому, что эмиссия Ca II в туманности определенно наблюдается, наличие эмиссии подорода также возможно. В частности, поляризация излучения R Моп несколько меньше в H₂, чем в соседних участках спектра — как будто увеличивается доля неотраженного излучения по сравнению с континуумом. Возможно, что некоторая часть эмиссии H₂ возникает снаружи пылевой оболочки R Моп. Правда, наблюдаемое различие [10] почти не выходит за пределы ошибок, а для NGC 2261 наблюдения такого рода пока не проводились.

Что же касается линий H и K Ca II, то их эмиссионные компоненты должны, очевидно, возникать в самой туманности или иметь отражательную природу, поскольку в обычных областях H II эти линии не наблюдаются. В [15] отмечается, что в принципе в туманности может присутствовать слабая собственная эмиссия, но она будет маскироваться отраженным спектром R Моп. Нам, возможно, удалось выявить следы этой эмиссии. Рассмотрим профили линий H₁, H₂ и K по спектрограммам N 3367 и N 3377 на разных расстояниях от R Моп (рис. 2). Первая из спектрограмм соответствует восточному, а вторая — западному краю туманности. Видно, что на спектрограмме N 3377 линия K имеет эмиссионный компонент с фиолетовой стороны, а на N 3367 — с красной; эти компоненты появляются с удалением от R Моп. Растет также и поглощение — на спектрограмме N 3377 линия K вначале вообще невидима. Похожая картина описана для линии K в [3], хотя наблюдения разделены шестью годами. Если придерживаться идеи о «развертке» спектра R Моп по туманности, то остается непонятным, как для разных краев туманности могут образоваться прямо противоположные профили линии K. В профилях H₁ и H₂ наблюдаются следы того же эффекта: на спектрограмме N 3377 линии H₁ и H₂ имеют двугорбый вид вдоль всего спектра, а на спектрограмме N 3367 они имеют короткополновый эмиссионный компонент только вначале, затем он исчезает.

Если считать, что дополнительная эмиссия действительно относится к туманности, то ее смещение в разные стороны от абсорбционной линии для разных краев туманности наводит на мысль о вращении, вследствие чего западный край ее должен приближаться к нам, восточный же — удаляться. Скорость вращения оценить трудно из-за сильного влияния линий поглощения. Максимальные сдвиги эмиссионных компонентов линии K дают: $V \sin i \approx 230$ км/с, но реальная скорость, вероятно, меньше.

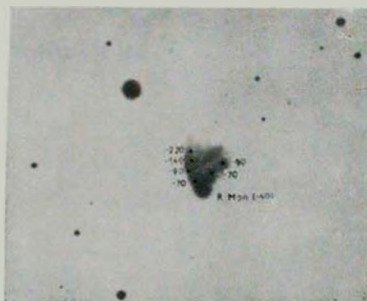


Рис. 1. Лучевые скорости, определенные по линиям поглощения в спектре NGC 2261. Приведенные значения усреднены по измерениям нескольких спектрограмм.

К ст. Дж. А. Гринштейна и др.

В абсорбционном спектре туманности NGC 2261 можно считать достаточно надежно установленными два эффекта. Первый из них — сильное фиолетовое смещение линий поглощения, растущее с удалением от R Mon.

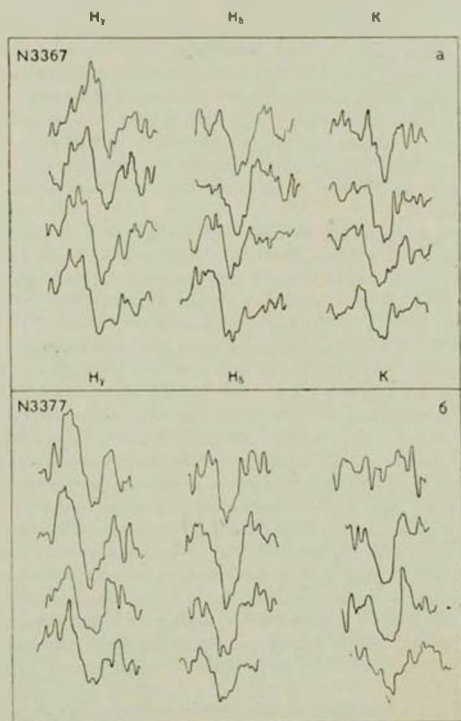


Рис. 2. Профилы линий H_{γ} , H_{δ} и K в спектре NGC 2261 а — восточный край; б — западный край. Возрастание расстояния от R Mon соответствует направлению сверху вниз.

Сопоставляя рис. 1 и график, приведенный в работе [3], можно сделать весьма важный для дальнейшего обсуждения вывод: распределение V по туманности в 1968 г. и 1974 г. было практически одним и тем же. Ско-

рости порядка — $200 \div 220$ км/с достигаются в обоих случаях на расстоянии $60-70''$ к северу от R Моп, а небольшие расхождения в градиенте, скорее всего, вызваны различной ориентацией щели спектрографа в [1] и [3] и ошибками. Поскольку размеры охваченной измерениями части туманности не более одного светового года, вероятность же застать случайно два одинаковых распределения очень мала, ясно, что развертка во времени не может объяснить наблюдаемое совпадение распределений. Если к этому добавить отмеченную выше небольшую переменность V линий поглощения R Моп, становится очевидным, что фиолетовое смещение линий поглощения — явление достаточно постоянное и присущее самой туманности. Спектры, полученные одним из авторов (Дж. А. Г.) еще в 1948 г. и описанные в работе [13], также указывают на присутствие фиолетового смещения.

Другим важным эффектом является усиление в туманности абсорбционных линий [1, 3, 13, 15]. Наиболее хорошо оно выражено в случае линий H и K Ca II, но наблюдается и для бальмеровских абсорбций. Некоторые линии поглощения вообще отсутствуют в спектре R Моп, но наблюдаются у NGC 2261. Это дублет линий λ 3759 — λ 3761 (13) и линия λ 3685 (14) Ti II (в скобках указаны номера мультиплетов), некоторые линии Fe I, линия λ 4226 Ca I. Последние и еще более десяти линий помимо приведенных в статье [1]: Fe I (4), (20), (23), (42) и (45) были обнаружены на спектрограмме Pe 10818 при повторном рассмотрении.

Возникновение в туманности дополнительных линий поглощения, по-видимому, сходно с образованием межзвездных линий поглощения в спектрах звезд. Здесь линии поглощения возникают при прохождении отраженного пылью света R Моп через слой достаточно плотного, слабовозбужденного газа. Отличие от межзвездной среды заключается в присутствии линий поглощения, образующихся и с метастабильных уровней. Рассматривая схемы уровней этих элементов, легко заметить, что линии Fe I и Ti II возникают с метастабильных уровней энергии около 0.6—1.6 эВ. В то же время уровни с энергией 2.7—3.2 эВ у Fe II должны быть заселены слабо, иначе, можно думать, наблюдались бы и наиболее сильные линии Fe II с этих уровней. Таким образом, возбуждение оказывается весьма низким.

При таких физических условиях в спектре NGC 2261 не должны наблюдаться линии Ti I, Sr I, Mn I, поскольку металлы почти полностью ионизованы: Fe I и Ca I должны давать слабые линии в силу своей большей распространенности. Среди других линий поглощения должны наблюдаться резонансные дублеты Na I и K I, сильные линии Ti II в области λ 3400 — λ 3000 Å, а также, возможно, ИК-триплет Ca II. Присутствие в поглощении бальмеровских линий, вероятно, связано с метастабильностью уровня 2s.

в) *Линии [O II]*. Присутствие линий λ 3729 — λ 3726 в спектре NGC 2261 заслуживает особого внимания. В [3] была высказана мысль о том, что эти линии на самом деле принадлежат большой области H II вокруг NGC 2264 и проектируются на NGC 2261. В пользу этого выдвигались три аргумента: эти линии наблюдаются также на $4'$ и на $15'$ к югу от R Mon; их лучевая скорость близка к таковой для звезд в NGC 2264; отношение интенсивностей компонентов дублета близко к нижнему пределу электронной плотности. Согласно [3], все эффекты проекции будут иметь место, если NGC 2261 находится дальше NGC 2264 или на том же расстоянии. Рассмотрим эти аргументы.

Отношение интенсивностей линий [O II] довольно сильно меняется попереk NGC 2261 и местами соответствует высокой плотности [34], маловероятной для края области H II. Если бы проектирующаяся туманность имела такую плотность, она была бы легко заметна.

К югу от NGC 2261 находится большая эмиссионная туманность, в виде кольца (Mon Loop), считающаяся остатком сверхновой. С севера она примыкает к комплексу NGC 2264, а с юго-запада к туманности Розетка (NGC 2244). NGC 2261 лежит в относительно темном канале между основной частью NGC 2264 и наиболее яркой северной частью Mon Loop. Впрочем, в [35] предположено, что эта яркая дуга является внешней частью NGC 2264 или, по крайней мере, в этой области налагается свечение от NGC 2264 и Mon Loop. Это возможно, так как лучевые скорости NGC 2264 и этой дуги практически совпадают [36]. Решение этого вопроса, а также точное знание расстояния до Mon Loop очень важно, так как именно этот участок внешних туманностей может налагаться на NGC 2261 и создавать дополнительную эмиссию в [O II] и в балмеровских линиях. Наблюдения [O II] в [3] также были проведены к югу от R Mon, где яркость дуги возрастает. Но сделанное в [3] заключение о близости V_{λ} линий [O II] и V_{λ} звезд в NGC 2264 представляется нам необоснованным.

Хотя средняя V_{λ} звезд и близка к V_{λ} туманности NGC 2264, для сравнения с линиями [O II] лучше, по-видимому, брать измерения, относящиеся именно к туманностям в этой области (см. сводку в [36]). Непосредственно видно, что V_{λ} как основной части NGC 2264, так и дуги почти одинакова и составляет в среднем $+18$ км/с по линиям H_{α} , H_{β} и радиоточкам молекул (или -17.1 км/с только по H_{α}). Скорости же линий [O II] в NGC 2261 и ее окрестностях составляют $+2$ и $+6$ км/с по двум спектрам [3] и $+6 \pm 2$ км/с, по спектру Re 10818 (V_{λ} усреднен по высоте щели). Хотя среднеквадратичная ошибка в работе [3] не указана, согласие получается очень хорошее, и по крайней мере для наших измерений разница между $+6$ и $+7$ км/с и $+17$ и $+18$ км/с лежит за пределами ошибок. Данные по лучевым

скоростям для R Моп, NGC 2261 и других объектов в области сведены в табл. 2, из которой видно, что V_r СО-излучения от R Моп и NGC 2261 неплохо согласуется, но первых, с V_r формальдегида в темных глобулах около R Моп и, во-вторых, с V_r эмиссионных линий R Моп. К сожалению, в работах [3] и [12] не указано, какие из линий измерялись и каким участкам сложных профилей соответствует приведенная V_r . Допуская, что V_r по СО и есть истинная лучевая скорость объекта, мы видим, что она несколько выше, чем средняя V_r звезд в NGC 2264, но все же достаточно близка к ней. С другой стороны, V_r линий [O II] не согласуется ни с одним из других значений, приведенных в табл. 2, так что вопрос о происхождении этих линий в спектре NGC 2261 требует дальнейшего исследования.

Таблица 2

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ В ОБЛАСТИ NGC 2261

Объект; спектр. линии	V_r (км/с)	Примечания
R Моп (линии Fe II)	+53	Усреднено по [1] и [3]
R Моп (линии H α как целое)	-29	Среднее из значений, приведенных в статье
R Моп (эмиссионные линии)	-27	[3]; не указано, какие именно, как измерены
R Моп (эмиссионные линии)	+21	[12]; те же замечания
СО от R Моп и NGC 2261	-24.4	[37, 38]
[O II] в NGC 2261 и к югу от нее	-6	[3] и данная статья
Звезды в NGC 2264	-16	Среднее по [39]
H II в основной части NGC 2264	-17.3	Среднее по данным в [35]
H II в дуге к югу от NGC 2261	-17.6	Среднее по [36] и [40]
Молекулы в NGC 2261	+18.8	Среднее по скорости в [38]
H I в области темной полосы	+37	Область I' в [41]
H $_2$ CO в поглощении в глобулах к северо-востоку от R Моп	+20.5—22.1	[42]
OH там же	-18.7	[43]
H II в M 42 Lопр	25.0	[36]
H II в NGC 2244	+33.1	[36]

г) Расстояние. Все полученные до сих пор оценки расстояния до R Моп и NGC 2261 являются косвенными [32, 44]: не вполне надежна и оценка по межзвездным линиям Na I. Оценки группируются вокруг значений 600—1000 пс, свидетельствующих о связи NGC 2261 с ассоциацией Моп OB I и около 300—400 пс, делающих NGC 2261 вдвое ближе, чем эта ассоциация.

Допущение о связи R Моп с ассоциацией Моп OB I кажется вполне естественным. Ему не противоречат и лучевые скорости как самого объекта, так и межзвездных линий. Высокая светимость R Моп, получаемая при этом ($M_V \approx 1.5$ при $m_1 = 11$) необычна для звезд типа Т Тау, но нормальна для Ве/Ае-звезд. Однако большие угловые размеры NGC 2261 (одна из самых больших кометарных туманностей) как будто говорят в пользу ее близости.

Значение избытка цвета, оцененное Бемом и др. [45], представляется ненадежным, поскольку фотометрические сканы, полученные ими и Кюи [46], совершенно непохожи, а сканы Кюи различаются также и между собой — очевидно, ввиду переменности R Моп.

К тому же $E(B-V)$ для скопления NGC 2264 составляет всего 0^m10 [47], и избыток цвета в основном должен возникать, вероятно, в пылевой оболочке R Моп.

д) *Модель туманности*^{*}. Рассмотренные выше данные позволяют, по-видимому, предложить следующую простую качественную модель туманности.

Видимая часть NGC 2261 представляет собой пылевой конус, переходящий затем в цилиндр. Следуя Джонсону [32], мы принимаем следы эллиптического кольца у северного края туманности за проекцию основания этого цилиндра. Конус, видимо, полый относительно пылевой составляющей, а ось его направлена под углом к картинной плоскости так, что северная (широкая) часть ближе к нам. При рассеянии света R Моп пылью стенок этого конуса образуется непрерывный спектр туманности вместе с теми линиями, которые имеют чисто отражательное происхождение. Ввиду отсутствия заметных изменений V , этих линий пыль должна быть практически неподвижна по лучу зрения. Таким образом, пылевой конус не имеет достаточно быстрого вращения ни вокруг оси симметрии, ни вокруг перпендикулярной к ней оси, лежащей в плоскости неба. Однако нельзя исключить вращение конуса вокруг R Моп в плоскости неба. Более того, некоторая искривленность его, хорошо заметная на снимках с небольшой экспозицией, указывает на возможность подобного вращательного движения (против часовой стрелки).

Пылевой конус окружен другим, более широким конусом слабозвужденного и достаточно плотного газа. Проектируясь на источник отраженного непрерывного спектра, каковым является пыль, слой газа создает дополнительные линии поглощения, описанные выше. Усиление этих линий при удалении от R Моп можно объяснить либо увеличением плотно-

^{*} Когда статья была готова к печати, была получена работа Арии и Бечиса (Ар. J., 226, 455, 1978), в которой также предложена модель туманности NGC 2261, не затрагивающая, однако, спектральные особенности объекта.

сти газового слоя, либо его расширением, что представляется более вероятным. Плотность этого слоя можно было бы в принципе оценить по эквивалентным ширинам линий поглощения, однако такая оценка будет очень ненадежной из-за незнания основных физических параметров, а также толщины слоя. Во всяком случае, плотность не может быть очень низкой, так как эквивалентные ширины линий поглощения достигают заметных значений, особенно при удалении от R Моп к северу. Но электронная плотность и температура должны быть невысоки, как это можно заключить из рассмотрения набора наблюдающихся линий (см. выше).

Поскольку линии поглощения смещены в фиолетовую сторону, поглощающий слой должен иметь значительную скорость. Смещение можно объяснить, приняв, что плотный газ движется от R Моп, обтекая пылевой конус. Из-за наклона последнего проекция этой скорости на луч зрения будет давать отрицательные лучевые скорости. Измеряя отношение размеров основания конуса, можно оценить наклон его оси к картинной плоскости в $30\text{--}40^\circ$. Раствор конуса составляет примерно 60° , так что движение газа будет происходить под углом около 60° к картинной плоскости. Тогда у верхнего края конуса скорость должна достигать $V \cdot \csc 60^\circ = 250$ км/с, около звезды скорость меньше и составляет примерно 80 км/с. Возрастание скорости может происходить в результате сохранения момента при уменьшении плотности газа. Возможны и другие ускоряющие механизмы.

Отсутствие линий поглощения с красным смещением можно объяснить тем, что если даже пылевые стенки конуса были бы оптически тонки, чтобы можно было наблюдать противоположную сторону, линии поглощения все равно не образовались бы, так как они возникают на фоне непрерывного спектра пылевой составляющей.

Таким образом, мы приходим к выводу о наличии в туманности потоков быстродвижущейся газовой материи. Можно сделать два предположения — либо ее источником является R Моп, либо пылевой конус и R Моп, как целое, движутся через плотное облако газа. В первом случае следует иметь в виду, что у самой R Моп сильно смещенные линии поглощения отсутствуют. Поэтому либо выброс должен иметь направленный характер, либо ускорение движущегося газа должно происходить не по всем направлениям, а только вдоль конуса. На то, что конус обтекается газом со стороны R Моп, указывают, как можно думать, и наблюдавшиеся ранее в NGC 2261 маленькие кометообразные структуры, ориентированные аналогично большому конусу [32].

Что же касается второго предположения, то необходимо отметить, что NGC 2261, хотя и лежит в области, где присутствует поглощение, сама, по-видимому, не имеет тесной связи с заметными темными облаками, а противоположность многим другим кометарным туманностям. Пока неиз-

вестно, достаточно ли плотность окружающей NGC 2261 среды для возникновения столь сильных линий поглощения. В этом случае движение R Mon по отношению к облаку должно быть направлено к югу. К сожалению, данные о собственном движении R Mon отсутствуют.

Ориентация NGC 2261 по отношению к NGC 2264 противоположна той, которую имеют несколько сходные с ней по форме каплевидные пылевые глобулы в NGC 2244 [48]. Поэтому ориентацию NGC 2261 и направление обтекания ее конуса нельзя объяснить так, как это предполагается для глобулы [48].

3. *Заключение.* Рассмотрение наблюдательных данных приводит нас к представлению о NGC 2261 как о необычном и заметно отличающемся от простых отражательных туманностей объекте. Такие явления, как образование в туманности линий поглощения, наличие сложных движений газа, переменность эмиссионных линий представляют значительный интерес. Дальнейшие наблюдения с большим разрешением помогут решить вопрос о том, является ли NGC 2261 уникальным объектом, или же некоторые ее физические особенности присущи и другим кометарным туманностям.

Авторы благодарят академика В. А. Амбарцумяна за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

Калифорнийский технологический
институт

Бюроанская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

A SPECTROPHOTOMETRY OF NGC 2261 AND R MON. II

J. L. GREENSTEIN, M. A. KAZARIAN, T. Yu. MAGHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The observational data of the nebula NGC 2261 and its core R Mon have been discussed. It is shown that radial velocity of R Mon absorption lines undergoes small variations in time with the mean value -40 km/s. Emission lines have radial velocities $+53$ km/s (Fe II lines) and $+29$ km/s (hydrogen lines). The violet shift of the absorption lines in the NGC 2261 spectrum relative to star is constant. The radial velocity of [O II] lines in NGC 2261 doesn't agree with that of other lines in this nebula and with radial velocities of other objects in the environment.

A model of the nebula is suggested: the slightly excited dense gas flows over the motionless relative to star dust cone, moving with acceleration along the axis of the cone. There are absorption lines present only in the spectrum of the nebula. It is suggested that these lines are produced in the gas layer on the background of the reflected star continuum.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. А. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Матакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 12, 587, 1976.
2. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 152, 439, 1968.
3. A. Stockton, D. Chesley, S. Chesley, *Ap. J.*, 199, 406, 1975.
4. E. E. Mendoza, *Ap. J.*, 151, 977, 1968.
5. F. G. Low, H. L. Johnson, D. E. Kleinmann, A. S. Latham, S. L. Gettel, *Ap. J.*, 160, 531, 1970.
6. M. Cohen, *M. N.*, 161, 105, 1973.
7. B. H. Zellner, *A. J.*, 75, 182, 1970.
8. B. H. Zellner, K. Serkowski, *P. A. S. P.*, 84, 619, 1972.
9. N. J. Woolf, H. S. Stockman, E. A. Beaver, *Bull. AAS.* 8, 336, 1976.
10. T. J. Jones, H. M. Dyck, *Ap. J.*, 220, 159, 1978.
11. M. Cohen, R. D. Schwartz, *M. N.*, 174, 137, 1976.
12. A. H. Joy, *Ap. J.*, 102, 168, 1945.
13. J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 107, 375, 1948; *Harvard Observ. Monographs*, No. 7, 19, 1948.
14. G. H. Herbig, *Ap. J.*, Suppl. ser., 4, 337, 1960.
15. Э. А. Дибай, *Астрон. ж.*, 43, 903, 1966.
16. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 8, 17, 1972.
17. M. V. Penston, P. M. Keane, *M. N.*, 180, 407, 1977.
18. S. E. Strom, K. M. Strom, J. Yost, L. Carrasco, G. Grasdalen, *Ap. J.*, 173, 353, 1972.
19. Т. Ю. Матакян, *Астрофизика*, 14, 524, 1978.
20. C. S. Beals, *Publ. Dom. Obs.*, 9, 1, 1951.
21. L. M. Garrison, C. M. Anderson, *Ap. J.*, 218, 438, 1978.
22. D. van Blerkom, *Ap. J.*, 221, 186, 1978.
23. L. V. Kuhl, *Ap. J.*, 140, 1409, 1964.
24. P. Kuon, L. V. Kuhl, *Ap. J.*, 199, 148, 1975.
25. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 214, 747, 1977.
26. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилев, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
27. E. Hubble, *Ap. J.*, 44, 190, 1916.
28. Э. Е. Хачикян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 25, 67, 1958.
29. Э. С. Парсмян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 30, 52, 1962.
30. R. Hall, *Ap. J.*, 139, 759, 1964.
31. M. T. Brack, *M. N.*, 166, 123, 1974.
32. H. M. Johnson, *A. J.*, 71, 224, 1966.
33. V. M. Slipher, *Bull. Lowell Obs.*, 3, 63, 1918.
34. Дж. А. Гринстейн, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Письма АЖ*, 1, № 9, 26, 1975.

35. R. P. Kirchner, T. R. Gull, R. A. R. Parker, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, **31**, 261, 1978.
36. R. D. Davies, K. H. Elliot, C. Goudis, J. Meaburn, N. J. Tabbutt, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, **31**, 271, 1978.
37. W. J. Wilson, P. R. Schwartz, E. E. Epstein, *Ap. J.*, **183**, 871, 1973.
38. R. B. Loren, P. A. Vanden Bout, J. H. Davis, *Ap. J.*, **185**, L 67, 1973.
39. K. M. Strom, S. E. Strom, J. Yost, *Ap. J.*, **165**, 479, 1971.
40. Y. P. Georgelin, Y. M. Georgelin, *Astron. Astrophys.*, **6**, 349, 1970.
41. E. Ratmond, B. A. N., **18**, 191, 1966.
42. L. J. Rickard, P. Palmer, D. Buhl, B. Zuckerman, *Ap. J.*, **213**, 659, 1977.
43. K. W. Riegel, R. M. Crutcher, *Ap. J.*, **172**, L 107, 1972.
44. Дж. А. Гринсгейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Матакян, Э. Е. Хачикян, *Астрон. цирку.* № 947, **1**, 1977.
45. K. H. Bohm, W. A. Stegmund, R. D. Schwartz, *Astron. Astrophys.*, **50**, 361, 1976.
46. L. V. Kuhl, *Astron. Astrophys., Suppl. ser.*, **15**, 47, 1974.
47. К. Ленз, *Астрофизические формулы*, т. 2, М., 1978, стр. 233.
48. G. H. Herbig, *P. A. S. P.*, **86**, 604, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.852

СПЕКТР ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NU-2-1 = BV 208 В КРАСНОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. И. НОСКОВА

Поступила 1 марта 1979

Измерены абсолютные интенсивности эмиссионных линий планетарной туманности Nu-2-1 = BV 208 в области спектра λ 6000—11000. По линиям водорода пашеновской и бальмеровской серий оценено межзвездное поглощение $A_V = 1^m5$. По запрещенным линиям [S III], [S II] и [O II] определены основные физические параметры $n_e = 10^4$ и $T_e = 1.5 \cdot 10^4$.

Для спектральной области λ 4000—9000 получено распределение энергии в абсолютных единицах в суммарном континууме ядра и оболочки. Сделана попытка разделения компонентов излучения. Показано, что ядро излучает как абсолютно черное тело с $T = 30\,000^\circ$ в исследованном диапазоне спектра.

Настоящая работа является продолжением цикла исследований планетарных туманностей в красной и ближней ИК-области спектра, выполненных автором ранее [1—5].

В 1976—78 гг. было получено 13 спектрограмм звездообразной планетарной туманности Nu-2-1 = BV 208 = PK 51 + 9.1. Наблюдения проводились с дифракционным спектрографом в кассегреновском фокусе 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. Исследовалась область спектра λ 6000—11000 А. В качестве приемников излучения использовались фотоконтактные ЭОП с мультищелочным (λ 6000—8000 А) и кислородно-цезиевым фотокатодами (λ 8000—11000 А). Дисперсия снимков 60, 90 и 270 А/мм. О методике наблюдений и обработки подробно сообщалось ранее [6, 7].

Звездой сравнения служил стандарт HD 174079 спектрального класса A0V, для которого по фотоэлектрическим наблюдениям на 60-см телескопе были определены следующие величины и показатели цвета: $V = 8^m30$, $B-V = +0.12$, $U-B = +0.04$. На основе этих наблюдений с учетом ве-

линии покраснения и распределения энергии в спектре звезды A0V [8] было получено распределение энергии в непрерывном спектре HD 174079 (см. табл. 1).

ТАБЛИЦА 1
НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ
ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ HD 174079

λ (Å)	$F \cdot 10^{12}$ (эрг/см ² ·с·Å)	λ (Å)	$F \cdot 10^{12}$ (эрг/см ² ·с·Å)	λ (Å)	$F \cdot 10^{12}$ (эрг/см ² ·с·Å)
4000	3.40	6500	1.22	9000	0.54
4500	2.80	7000	1.01	9500	0.48
5000	2.30	7500	0.84	10000	0.42
5500	1.86	8000	0.72	10500	0.37
6000	1.51	8500	0.62	11000	0.33

Эмиссионный спектр планетарной туманности Пу-2-1 в ближней ИК-области ранее никем не изучался. Полученный нами наблюдательный материал позволил измерить абсолютные потоки 27 эмиссионных линий. В табл. 2 приведены наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий F в абсолютных единицах с их средней квадратичной ошибкой σ .

ТАБЛИЦА 2
НАБЛЮДАЕМЫЙ ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТР Пу-2-1

λ (Å)	Элемент	$F \cdot 10^{12}$ (эрг/см ² ·с)	σ	n	λ (Å)	Элемент	$F \cdot 10^{12}$ (эрг/см ² ·с)	σ	n
6300	[O I]	1.0	—	1	7751	[A III]	1.2	0.4	2
6312	[S III]	0.2:	—	1	8416	OI + P ₁₀	0.9	0.1	2
6364	[O I]	0.3:	—	1	8598	P ₁₄	0.6	—	1
6548	[N II]	5.5	0.7	5	8665	P ₁₃	0.9	0.2	2
6563	H _α	72	10	5	8750	P ₁₂	1.0	0.3	2
6584	[N II]	16.1	2.7	4	8863	P ₁₁	1.2	0.4	2
6678	H _β	0.9	0.1	3	9015	P ₁₀	1.3	0.2	2
6717	[S II]	0.12:	—	1	9069	[S III]	2.0	0.2	4
6731	[S II]	0.20:	—	1	9227	P ₉	1.6	0.2	4
7005	[A V]	0.2:	—	1	9539	[S III] + P ₈	6.8	0.9	4
7065	H _γ	2.0	—	1	10049	P ₇	2.1	0.3	2
7135	[A III]	2.4	—	1	10830	H _δ	5.9:	0.9	2
7319	[O II]	6.2	1.0	3	10939	P ₆	7.0:	0.6	2
7330	[O II]	5.1	0.8	3					

Полученные интенсивности I пазионских линий подорода P_1 , P_2 , P_{10} , P_{11} и P_{12} были использованы для оценки константы межзвездного поглощения C_s методом пар линий (см. [1—5]). Получено среднее значение величины $C_s = 0.62 \pm 0.03$, что соответствует полному поглощению света туманности $A_V = 1.35$. Эта величина хорошо согласуется со значением $A_V = 1.3$, определенным в работе Кавера [9] по отношению потока в радиодиапазоне к потоку излучения в линии H_1 .

Исправленные за межзвездное поглощение интенсивности линии [S III] λ 6312, 9069, 9531, [S II] λ 6717, 6731 и [O II] λ 7319, 7330 мы использовали для определения основных физических параметров туманности: электронной плотности n_e и электронной температуры T_e . Формулы для расчетов приведены в работе автора [10]. Совместное решение уравнений, составленных для ионов [S III] и [O II], [S II] и [O II] дало следующие результаты: $n_e = 10^4$ и $T_e = 1.5 \cdot 10^4$.

Полученный наблюдательный материал позволил оценить суммарный континуум туманности и ядра $F(\tau + \gamma)$ в абсолютных единицах в области λ 6000—9000 Å. Мы попытались также оценить суммарный континуум у H_1 , H_2 и H_3 по спектральному материалу (14 пластинок), полученному в 1972—74 гг. Костяковой и Горыней в Крыму с помощью 50-см телескопа Махеевского с объективной призмой и обработанному Костяковой. Результаты приведены на рис. 1. Точность полученных оценок довольно низкая $\sim 30\%$, так как континуум слаб.

Для области спектра λ 4000—9000 Å нами был вычислен теоретический непрерывный спектр туманности $I(\tau)$ с помощью расчетов [11] и определенных выше параметров n_e и T_e . Для абсолютизации потоков использовались графики [12]: $\lg I/I_0$ как функции $1/h$. Наблюдаемый поток в линии H_1 взят согласно [9, 13] и исправлен за межзвездное поглощение с использованием кривой межзвездного покраснения [9] и величины $C_s = 0.62$.

Вычисленный непрерывный спектр туманности $I(\tau)$ приведен на рис. 1. Там же нанесены результаты оценок наблюдаемого континуума $F(\tau + \gamma)$ и исправленного за межзвездное поглощение $I(\tau + \gamma)$. Разность $M = I(\tau + \gamma) - I(\tau)$ мы посчитали за излучение ядра $I(\gamma)$. Подбор кривых Планка показал, что наилучшим образом полученные результаты по излучению ядра $I(\gamma)$ удовлетворяют кривой, соответствующей $T = 30\,000^\circ$.

Таким образом, наблюдаемый континуум НУ-2-1 в видимой и ближней ИК-области полностью объясняется в рамках рекомбинационной теории свечения туманности и планковского излучения ядра.

Используя величины полученных потоков у λ 4400 Å и λ 5450 Å (см. рис. 1) и абсолютную калибровку системы UBV Джонсона, можно легко оценить звездные величины ядра НУ-2-1 в системе В и V, которые оказа-

лись равными $B_s = 11^m 8$ и $V_s = 11^m 4$. Исправленные за межзвездное поглощение с $C_s = 0.62$, эти величины составляют $B_s^0 = 10^m 1$, $V_s^0 = 10^m 3$.

Величину V_s^0 мы использовали для определения абсолютной величины и светимости ядра Нш-2-1. При расчетах были приняты расстояния до туманности $r' = 6.71$ кпс [14] и $r'' = 2.51$ кпс [15]. Соответствующие абсолютные величины $M_1' = -4^m 1$ и $M_1'' = -1^m 9$. При расчете болометрической светимости центральной звезды Нш-2-1 использовались болометрическая величина Солнца и болометрические поправки согласно [16]. Для двух принятых выше расстояний получены следующие светимости ядра $\lg L'/L_\odot = 4.70$ и $\lg L''/L_\odot = 3.86$. С этими значениями светимости и полученной нами температурой ядра $T = 30\,000^\circ$ планетарная туманность Нш-2-1 попадает в начало эволюционного трека ядер планетарных туманностей [17], то есть является сравнительно молодым объектом.

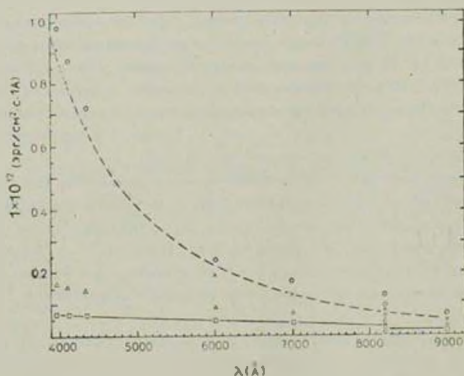


Рис. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре Нш-2-1: наблюдаемый суммарный континуум ядра и туманности $F(\tau + \pi)$ — открытые треугольники, то же, исправленное за межзвездное поглощение $I(\tau + \pi)$ — кружки; непрерывный спектр туманности $I(\tau)$ — открытые квадраты; континуум ядра $I(\lambda) = I(\tau + \pi) - I(\tau)$ — крестики. Кривая Планка для $T = 30\,000^\circ$ — штриховая линия.

В заключение автор выражает большую благодарность Е. Б. Костяковой за предоставление результатов фотографических наблюдений Нш-2-1 и за полезные советы.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

THE SPECTRUM OF THE PLANETARY NEBULA HU-2-1 = VV208 IN THE RED AND THE NEAR INFRARED

R. I. NOSKOVA

The absolute monochromatic energy flux (in $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) was determined for the emission lines of the planetary nebulae Hu-2-1 = VV208. The interstellar extinction $A_V = 1^m.5$ was estimated by using spectral lines H I of the Paschen and Balmer series. The main physical parameters $n_e = 10^4$, $T_e = 1.5 \cdot 10^4$ are determined by using the absolute energy flux in the forbidden emission lines: [S III], [S II] and [O II].

The energy distribution (in $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) was found in summary continuous spectrum in the interval $\lambda 4000 - 9000 \text{\AA}$. An attempt was made to separate the continua of the nucleus and the nebula. It is shown that the spectral energy distribution of the central star corresponds to that of a black body with $T = 30000^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Колотилова, Р. И. Носкова, *Астрон. ж.*, 50, 962, 1973.
2. Р. И. Носкова, *Астрофизика*, 11, 249, 1975.
3. Р. И. Носкова, *Астрон. ж.*, 53, 300, 1976.
4. Р. И. Носкова, *Астрофизика*, 12, 45, 1976.
5. Р. И. Носкова, *Астрон. ж.*, 53, 1210, 1976.
6. Р. И. Носкова, *Астрон. ж.*, 45, 1315, 1968.
7. Р. И. Носкова, Т. А. Бирюля, *Сообщ. ГАНШ*, № 199, 15, 1977.
8. В. Страйжис, Э. Свидерскене, *Бюл. Вильнюсской обс.*, № 35, 1972.
9. J. B. Kaler, *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 517, 1976.
10. Р. И. Носкова, *Астрон. ж.*, 56, 532, 1979.
11. R. I. Noshkov, W. G. Mathews, *Ap. J.*, 160, 939, 1970.
12. А. А. Бояричук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Головинков, *Изв. Крымской обс.*, 38, 208, 1968.
13. C. R. O'Dell, *Ap. J.*, 135, 371, 1962.
14. J. H. Cahn, J. B. Kaler, *Ap. J., Suppl. ser.*, 22, 319, 1971.
15. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Z. Astrophys.*, 8, 195, 1934.
16. К. У. Адлен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
17. C. R. O'Dell, in "Planetary Nebulae", IAU Symp. No. 34, Dordrecht-Holland, 1968, p. 361.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

О ПРИЧИНАХ НИЗКОГО СОДЕРЖАНИЯ ГАЗА В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

В. Г. ГОРБАЦКИН

Поступила 2 апреля 1979

Обсуждаются некоторые из гипотез, выдвинутых ранее для объяснения низкого содержания газа в Е-галактиках. Показано, что модель стационарного галактического ветра, предложенная Метьюком и Бейкером [3], не является самоотзывающейся, и ветров такого рода в настоящее время не может быть. Расход газа на звездообразование может служить объяснением наблюдательных данных о Е-галактиках только в том случае, если поступление газа в межзвездную среду достаточно мало ($\dot{M}_G \cdot \dot{M}_G \lesssim 10^{-12}$ год⁻¹). Сделано заключение, что главной причиной низкого содержания газа в Е-галактиках является малая скорость потери массы звездами в течение поздней стадии эволюции галактик. Возможно, что в более ранние эпохи повышенная активность в ядерных областях галактик была существенной для выметания газа из Е-галактик.

1. Данные наблюдений показывают, что содержание газа в эллиптических галактиках (Е) гораздо ниже, чем в спиральных (S). В большинстве случаев газ в Е-галактике не проявляет себя при существующей точности наблюдений ни в оптическом, ни в радионалучении и поэтому принимают, что масса газа $\dot{M}_G \lesssim 10^{-4} \dot{M}_S$ [1]. Вместе с тем, в процессе своей эволюции звезды теряют массу и при отсутствии ее стоков за время жизни галактики ($\approx 10^{10}$ лет) вещество должно было накопиться в достаточном для его обнаружения количестве. Даже при активном звездообразовании, происходящем в спиральных галактиках, масса газа там порядка 0.1 $\dot{M}_G$. Детальное обсуждение в работах [1, 2] проблемы дефицита газа в Е-галактиках привело их авторов к выводу, что количество газа там, находящегося в труднонаблюдаемой молекулярной форме или в состоянии высокой ионизации, не может быть значительным. Наиболее приемлемым объяснением того, что в Е-галактиках мало газа, эти авто-

ры считают выметание диффузного вещества «галактическим ветром», который, согласно выводам работы [3], должен существовать в эллиптических галактиках и «балджах» спиральных галактик. С другой стороны, указывалось на возможность того, что потерянный звездами газ почти весь перасходрился на образование звезд «следующих поколений» [4].

Существование галактического ветра того типа, модель которого предлагается в [3], вызывает сильные сомнения, поскольку при разработке теории течения газа были сделаны крайне грубые и недостаточно обоснованные предположения о характере нагрева галактического газа. Объяснение наблюдаемого дефицита газа предположением о почти полном расходе его на образование звезд в той общей форме, в какой оно дано в [4], также встречается с трудностями.

В данной статье критически рассмотрены указанные гипотезы. Далее сделан вывод, что низкое содержание газа в Е-галактиках обусловлено, главным образом, относительно малой скоростью потери массы составляющими галактику звездами на современной стадии ее эволюции. В начальную эпоху эволюции галактики темп потери вещества мог быть значительно больше. В качестве одного из возможных механизмов выметания газа из галактики предполагается давление излучения, сильно возрастающее в период активности ядра. Степень активности в ядрах в эпоху «молодости» Е-галактики могла быть значительно выше, чем теперь.

2. В работе [3] принимается, что теряемый звездами Е-галактики газ в результате нагрева в адиабатических ударных волнах должен иметь температуру $\approx 2 \cdot 10^6$ К, поскольку относительная скорость звезд составляет несколько сотен км/с. Эта температура достаточна, чтобы поддерживать механическое равновесие газа в поле тяготения галактики. Для того же, чтобы создать течение в форме галактического ветра, требуется дополнительный нагрев газа. Согласно [3], необходимая энергия поступает в газ в форме механической энергии всплеск сверхновых I типа.

Галактический ветер возможен при условии, что промежуток времени $t_{\text{в}}$ между нагреваниями данного элемента газа при последовательных всплесках сверхновых существенно меньше времени t_{cool} охлаждения этого объема. В [3] получено, что $t_{\text{cool}} \approx 500 t_{\text{в}}$. При этих оценках предполагалось, что оболочка сверхновой расширяется без уменьшения скорости (принимавшей равной 20 000 км/с) вплоть до границы галактики. Однако на самом деле, вследствие противодействия в галактическом газе и уменьшения скорости оболочки в результате нагревания ею газа, механическое действие оболочки сказывается лишь в сравнительно малом объеме порядка $10^3 - 10^4$ пс³. Поэтому для промежутка времени между двумя последовательными прохождением ударной волны через данный элемент получается гораздо большее значение, чем найденное в [3]. Оценим величину $t_{\text{в}}$ при учете указанного обстоятельства.

В газе, давление которого p_g , характерное расстояние R_* , на которое распространяется ударная волна от вспышки сверхновой, определяется соотношением (см., например, [5]):

$$R_* \approx 0.5 \left(\frac{E_0}{p_g} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где E_0 — энергия вспышки. Соответствующий объем V_{SN} равен:

$$V_{SN} \approx \frac{E_0}{3R_*^3 \rho_g T_g}. \quad (2)$$

Здесь ρ_g и T_g — плотность и температура газа соответственно и R^* — газовая постоянная.

Примем, что частота вспышек ν_0 в единичном объеме галактики пропорциональна звездной концентрации

$$\nu_0 = \beta N_*, \quad (3)$$

Величина коэффициента β определяется из условия

$$N_{SN} = \beta N_*, \quad (4)$$

где N_{SN} — полное число вспышек в галактике за единицу времени и N_* — полное число звезд в ней. Средний промежуток времени между вспышками в объеме V_{SN} равен

$$t_{bl} = \frac{1}{\beta N_* V_{SN}}. \quad (5)$$

Примем в этом разделе, как это сделано и в работе [3], что плотность межзвездного газа пропорциональна плотности звездного вещества

$$\rho_g = \alpha N_* \overline{M}_*, \quad (6)$$

Здесь $\overline{M}_*$ — средняя масса звезды в галактике. Используя (2), (4) и (6), а также выражение для числа вспышек сверхновых в эллиптических галактиках [6]

$$N_{SN} = 0.004 (10^{12} \overline{M}_*)^{-1} \text{ год}^{-1}, \quad (7)$$

находим из (5)

$$t_{bl} \approx 1.3 \cdot 10^8 \frac{\alpha T_g}{E_0}. \quad (8)$$

Полагая, в соответствии с данными наблюдений, $E_0 = 10^{50}$ эрг и $\alpha \approx 10^{-4}$, имеем

$$t_{bl} \lesssim 10^2 T_g. \quad (9)$$

При тех значениях T_0 , которые приняты в работе [3], $t_{01} \leq 2 \cdot 10^6$ лет.

Характерное время охлаждения газа после нагрева его ударной волной, образованной вспышкой сверхновой, в [3] определено по формуле:

$$t_{\text{cool}} = \frac{3kT}{n_c |H(T)|}, \quad (10)$$

где функция $H(T)$ принималась в следующем виде:

$$H(T) = 1.26 \cdot 10^{-25} T^{-0.3} + 10^{-21} \exp[-0.565 |\ln 5 \cdot 10^{-4} T|^2] - \\ - 1.5 \cdot 10^{-10} T^{-1.0} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11)$$

Выражение (11) пригодно при $10^1 \leq T \leq 10^4$ К. Вычитаемым в нем определяется скорость притока тепла в межзвездный газ за счет ультрафиолетового излучения звезд. При $T > 10^4$ К им можно пренебречь.

Для центральных областей галактики из (10) получается, что время $t_{\text{cool}} \approx 10^1$ лет, а для периферийных областей составляет $10^6 \div 10^7$ лет. Отсюда следует, что при тех же предположениях о состоянии газа, которые были приняты в [3], имеет место неравенство

$$t_{01} > t_{\text{cool}}, \quad (12)$$

противоположное приведенному в [3]. Оно означает, что дополнительный приток тепла в межзвездную среду за счет кинетической энергии облачков сверхновых не обеспечивает стационарного истечения газа из Е-галактики в том количестве, которое требуется для объяснения малого содержания газа в ней.

3. Выясним теперь, возможно ли, что дефицит газа в эллиптических галактиках обусловлен быстрой конденсацией газа в звездную форму. Из теряемого звездами в процессе их эволюции газа формируются облака. По существующим представлениям, главная роль в процессе образования облаков и из них в дальнейшем звезд принадлежит тепловой и гравитационной неустойчивостям. Чем больше время, требующееся для образования облаков из первоначально однородной среды, тем выше должно быть содержание газа в галактике.

Оценим характерное время тепловой неустойчивости t_* при изобарических возмущениях для условий, соответствующих газу, содержащемуся в Е-галактике. Для равновесной среды, когда потери тепла на излучение $L^-(T) \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$ полностью компенсируются его притоком от внешних источников $L^+(T) \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$ и значит

$$L^-(T) - L^+(T) = L(T) = 0, \quad (13)$$

величина t , определяется выражением [7]:

$$t = -\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R^0}{\rho} \frac{1}{\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\tau - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_\tau} \quad (14)$$

где значения ρ_0 и T_0 соответствуют равновесному состоянию. При оценке величины T_0 для газа в Е-галактике нужно иметь в виду, что там содержится мало звезд высокой светимости и нагрев межзвездной среды космическими лучами, образующимися при вспышках сверхновых, может играть большую роль, чем нагрев ультрафиолетовым излучением от звезд.

Для функции $L^+(T)$ при нагреве космическими лучами используется выражение [8]:

$$L_+ = 4.6 \cdot 10^{-10} \frac{n_e}{\rho} \zeta \text{ эрг/г} \cdot \text{с}, \quad (15)$$

учитывающее нагрев только электронного газа. Величина ζ зависит от плотности энергии космических лучей. Для нашей Галактики $\zeta = 4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$. Энергия космических лучей (на одну частицу) принята равной 2 МэВ.

Сравним (15) с величиной $L_{\text{UV}}(T)$, рассчитанной в [3] для нагрева ультрафиолетовым излучением

$$L_{\text{UV}}(T) = 1.5 \cdot 10^{-20} T^{-1} \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \quad (16)$$

При указанном значении ζ нагрев космическими лучами преобладает, если $T > 10^4 \text{ К}$ и $n_e \lesssim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. В Е-галактиках частота вспышек сверхновых меньше, чем в Галактике, но плотность межзвездной среды также ниже (на 2–3 порядка). Поэтому величина ζ для Е-галактик может быть больше, чем для Галактики в 10–100 раз и, следовательно,

$$L_+ \gg L_{\text{UV}}. \quad (17)$$

В качестве функции $L^-(T)$ используем ее приближенное выражение, приведенное в [9]:

$$L^-(T) = 5 \cdot 10^{-22} e^{\frac{5 \cdot 10^4}{T}} \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}, \quad (18)$$

пригодное для интервала температур $10^4 \leq T \leq 10^6 \text{ К}$. При $10^2 \lesssim T \lesssim 10^4$ зависимость L^- от температуры сравнительно слабая [10] (при постоянной степени ионизации газа) и можно принять

$$L^- = (10^{-23} + 10^{-24}) \frac{n_e^2}{\rho} \text{ эрг/г} \cdot \text{с.} \quad (19)$$

Таким образом, для функции $L(T)$ имеем приближенное выражение.

$$L(T) \approx \frac{n_e^2}{\rho} \left[5 \cdot 10^{-22} e^{-\frac{5 \cdot 10^4}{T}} + 3 \cdot 10^{-24} \right] - 4.6 \cdot 10^{-10} \zeta \frac{n_e}{\rho}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что тепловому равновесию газа соответствует низкая температура ($T < 10^4$ К). Поскольку начальная температура межзвездного газа в Е-галактиках предполагается высокой [3], то газ охлаждается до $T = 10^4$ К без компенсации теплотерьер. При оценке времени тепловой неустойчивости t_* в таком случае нужно, согласно [10], в знаменателе дроби, стоящей в (14), добавить слагаемое $-L(T)T^{-1}$. При начальной температуре $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, принимая $\rho = n_e m_H$, $\mu = 1/2$, $\gamma = 5/3$, имеем:

$$t_* \approx \frac{5 \cdot 10^{-21}}{\rho}. \quad (21)$$

Эта формула определяет, по-существу, характерное время охлаждения газа до температур порядка 10^4 К. После этого процесс замедляется и для времени охлаждения до $T = 10^3$ К при $n_e \sim 1$ получается выражение:

$$t_*' \approx \frac{10^{-13}}{\rho}. \quad (22)$$

Величина t_*' соответствует верхней границе времени охлаждения. При учете уменьшения степени ионизации с падением температуры, а также имея в виду, что охлаждение предполагается при постоянном давлении и поэтому значение ρ в (22) должно быть на два порядка больше, чем в (21), получим $t_*' > t_*$.

Плотность межзвездного газа определяется двумя процессами — притоком газа из звезд и расходом его на образование звезд. Если принять величину t_* за характерное время звездообразования, то для изменения массы газа $\mathcal{M}_g(V)$ в достаточно большом объеме V ($V_{\text{облако}} \ll V \ll V_{\text{галактика}}$) за время $\Delta t \ll t_*$ записывается следующее равенство:

$$\Delta \mathcal{M}_g(V) = \mathcal{M}_*(V) \Delta t - \mathcal{M}_g(V) \frac{\Delta t}{t_*}, \quad (23)$$

где через $\mathcal{M}_*(V)$ обозначено количество газа, поступающее в объем V от звезд за единицу времени. Полагая, в соответствии с (21),

$$t_* = \frac{q}{\bar{\rho}} \text{ и } \bar{\rho} = \bar{\rho}_* = \frac{\mathfrak{M}_*(V)}{V}, \quad \bar{\rho}_* = \frac{\mathfrak{M}_*(V)}{V},$$

получаем для величины $\bar{\rho}$ уравнение:

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = \bar{\rho}_* - \frac{\bar{\rho}}{q}. \quad (24)$$

При постоянном значении $\bar{\rho}_*$ и начальном условии: $t = 0, \bar{\rho} = \bar{\rho}_0$, решение (24) имеет вид:

$$\bar{\rho} = a \frac{\frac{a + \bar{\rho}_0}{a - \bar{\rho}_0} e^{2\bar{\rho}_0 t} - 1}{\frac{a + \bar{\rho}_0}{a - \bar{\rho}_0} e^{2\bar{\rho}_0 t} + 1}, \quad (25)$$

где обозначено:

$$\sqrt{\bar{\rho}_* q} = a; \quad \sqrt{\frac{\bar{\rho}_0}{q}} = b. \quad (26)$$

При $t \rightarrow \infty$ значение $\bar{\rho} \rightarrow a$. За время релаксации можно принять величину b^{-1} .

Оценим величину $\bar{\rho}_*$ — скорость поступления газа от звезд в межзвездную среду. Примем, как и в работе [1], что на звездную массу, равную солнечной, потеря газа составляет 0.3 $\mathfrak{M}_\odot$ за 10^{10} лет. В [1] указывается, что эта величина не должна отличаться более чем втрое от истинного значения теряемой массы. Тогда, при условии постоянства величины $\bar{\rho}_*$ за все время жизни галактики имеем:

$$\bar{\rho}_* \approx 10^{-17} N_* \mathfrak{M}_\odot \text{ г/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (27)$$

где N_* , как и нынче, означает число звезд, приходящихся на единицу объема. При $q = 5 \cdot 10^{-11}$ и $\mathfrak{M}_\odot = \mathfrak{M}_\odot$, из (26) при помощи (27) находим:

$$a = \bar{\rho} \approx 10^{-3} N_*^{1/2} \text{ г/см}^3. \quad (28)$$

По условию, следующему из наблюдений, $\mathfrak{M}_* \lesssim 10^{-8} \mathfrak{M}_G$ и, используя (28), получаем, что

$$\frac{\bar{\rho}}{V N_*} < \frac{1}{25} \text{ пс}^{3/2}, \quad (29)$$

где среднее берется по всему объему галактики.

Из данных об эллиптических галактиках следует, что средняя концентрация звезд в них $\bar{N}_0 \ll 1$ пс³. Поэтому неравенство (29) не может выполняться при использованных значениях скорости потери массы. Для того, чтобы имело место (29), величина $\dot{M}_0$ должна быть не менее, чем на два порядка ниже, чем получающаяся в предположении о равномерной потере массы звездами. Следовательно, если в настоящее время величина $\dot{M}_G/\dot{M}_G \approx 10^{-11}$ год⁻¹, то отсутствие заметного количества газа в Е-галактиках нельзя объяснить тем, что он затрачивается на образование звезд.

Заметим, что характерное время гравитационной неустойчивости t_G , определяемое соотношением

$$t_G \approx \frac{1}{\dot{M}_G}, \quad (30)$$

при допустимых значениях плотности вещества в галактике превосходит t_0 . Поэтому гравитационная неустойчивость не должна играть существенной роли при фрагментации межзвездного газа на облака.

4. В соответствии со сказанным в разделе 2 малое содержание газа в Е-галактиках не может быть обусловлено действием галактического ветра. Что касается расхода газа на образование звезд, то наблюдаемый дефицит газа можно объяснить этим фактором лишь при условии достаточно малой скорости потери массы звездами в настоящую эпоху при $\dot{M}_G/\dot{M}_G \approx 10^{-12}$ год⁻¹. Столь низкая скорость потери массы является вполне возможной, так как в настоящее время в Е-галактиках очень мало или даже совсем нет звезд тех типов, с которыми в условиях нашей Галактики связывается наибольшая потеря массы, — WR, Be, P Cug, горячих гигантов класса O, сверхновых II типа. У карликов же $\dot{M}_0/\dot{M}_0 \approx 10^{-12}$ год⁻¹. Вместе с тем, можно думать, что на ранних стадиях эволюции галактики содержание звезд, быстро эволюционирующих и теряющих при этом значительную часть своей массы, было больше и соответственно межзвездная среда обогащалась газом, содержащим тяжелые элементы.

Есть основания считать, что на ранних стадиях эволюции эллиптических галактик часть имевшегося межзвездного газа выдувалась галактическим ветром в межгалактическое пространство. Об этом, в частности, свидетельствует недавно обнаруженное высокое содержание ионов железа в межгалактической среде [11]. Столь тяжелые элементы, как Fe, по современным представлениям, могут образоваться только в процессе эволюции звезд.

Для реализации того механизма галактического ветра, который предложен в [3], нужно, чтобы частота вспышек сверхновых в Е-галактике не

менее, чем на два порядка превосходила наблюдаемую в настоящее время. Такую возможность исключить нельзя, но она не представляется обоснованной наблюдениями всплеск или данными теории звездной эволюции. Другая возможность выметания газа из галактик связана с явлениями активности в их ядерных областях, многократно обсуждавшимися и наблюдаемыми у ряда конкретных галактик (см., например, [12]). Если в активной фазе светимость ядерной области достаточно сильно увеличится, то под действием давления излучения диффузная среда должна двигаться от центра к периферии и при определенных условиях уйдет из галактики.

Вещество, теряемое звездами, должно быть обогащено тяжелыми элементами и поэтому относительное содержание космической пыли в Е-галактиках вряд ли было меньше, чем сейчас в нашей Галактике. Принимал, что импульс, полученный пылью от излучения, весь передается газу и учитывая, что масса пыли мала по сравнению с массой газа, для отношения μ , силы давления излучения на межзвездную среду к силе тяготения имеем:

$$\mu = \frac{F_r}{F_G} = \frac{k(r) L}{4\pi c G M_p(r)} \quad (31)$$

где $k(r)$ — коэффициент поглощения пылью, а L и M , — суммарная светимость и масса соответственно всех источников излучения внутри сферы радиуса r , центр которой совпадает с центром галактики.

Для пылевых частиц, у которых размеры, плотность и оптические свойства такие же, как и у пыли в нашей Галактике, то есть

$$r_n \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \quad \rho_n \approx 1 \text{ г/см}^3,$$

сечение частицы для поглощения и рассеяния составляет 10^{-1} см^2 . При содержании частиц по массе, равном 2% от содержания газа,

$$\mu \approx 4 \cdot 10^{-3} \frac{L}{M}, \quad (32)$$

Эффективное ускорение среды давлением излучения возможно, если в центральной области галактики отношение L/M , становится порядка 10^1 . Так, например, при выделении в ядре галактики, масса которого $\approx 10^8 M_\odot$, энергии 10^{59} эрг за 3 миллиона лет пыль и газ из окрестностей ядра будут выметены и движение среды наружу будет происходить со скоростями порядка 100 км/с. Давление излучения на молекулы межзвездного газа делает указанный механизм более эффективным. В дальнейшем предполагается задачу о течении газа в Галактике под действием давления излучения от активного ядра рассмотреть детальнее.

Другим фактором, способствующим выметанию газа из галактики, является действие ударной волны, возникающей при взрыве в галактическом ядре. Такой процесс, возможно, и наблюдается в галактике NGC 2685 [13]. Вообще говоря, скорости движения среды, вызванного действием ударной волны, должны быть выше, чем обусловленные давлением излучения. Это позволяет определить из наблюдений, каким из указанных факторов вызвано радиальное движение газа и пыли в той или иной галактике.

Ленинградский государственный
университет

ON THE CAUSES OF LOW GAS CONTENT IN ELLIPTICAL GALAXIES

V. G. GORBATSKY

Some hypothesis previously proposed to explain low gas content in E galaxies are discussed. It is shown that steady galactic wind model by Mathews and Baker [3] is not self-consistent and there cannot be winds of such kind at the present time. Expenditure of gas on star formation may be the plausible explanation of observational data on E galaxies only if the supply of gas into interstellar medium is small enough ($\dot{M}_G/M_G \approx 10^{-12} \text{ year}^{-1}$). Conclusion is made that the main cause of low gas content in E galaxies is a small mass loss rate from stars during the present stage of evolution of galaxies. It may be that at earlier epochs enhanced activity in nuclear regions of galaxies was significant for sweeping of gas from E galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. M. Faber, J. S. Gallagher, Ap. J., 204, 365, 1976.
2. G. R. Knapp, F. J. Kerr, B. A. Williams, Ap. J., 222, 800, 1978.
3. W. G. Mathews, J. C. Baker, Ap. J., 170, 241, 1971.
4. M. Jura, Ap. J., 212, 634, 1977.
5. В. Г. Горбачкий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
6. S. Van den Bergh, J. Mazz, Ap. J., 204, 519, 1976.
7. G. B. Field, Ap. J., 112, 531, 1965.
8. D. W. Goldsmith, H. J. Habing, G. B. Field, Ap. J., 158, 173, 1969.
9. M. Kafatos, Ap. J., 182, 433, 1973.
10. В. В. Бурдюж, Т. В. Румяйкина, Астрон. ж., 51, 346, 1974.
11. P. Btermann, Astron. Astrophys., 62, 255, 1978.
12. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной, изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1968.
13. В. Г. Горбачкий, Ю. П. Коровяковский, Письма АЖ, 5, 11, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.841

О РОСТЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВГЛУБЬ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. УРГИН, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 19 марта 1979

Получены простые аналитические формулы, описывающие ход температуры в вырожденных слоях оболочки нейтронной звезды (с плотностью $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³) с электронной теплопроводностью. Используется релятивистское выражение для коэффициента теплопроводности и учитывается возможная кристаллизация ионов. Для нейтронной звезды с массой $1M_{\odot}$ и радиусом 10 км рассчитана центральная температура T_c как функция светимости L . Показано, что при достаточно больших L основной перепад температуры приходится на слой вырожденного релятивистского газа ($\rho > 10^6$ г/см³) и устанавливается зависимость $T_c \propto L^{3/2}$, не меняемая существенно магнитным полем.

1. Для изучения многих процессов в нейтронных звездах нужно знать ход температуры T с глубиной. К таким процессам относятся: остывание звезд [1—5], возникновение сверхпроводимости и сверхтекучести в их ядрах (ссылки см. в [4, 6]), протекание ядерных реакций в их оболочках (например, при аккреции вещества, что определяет вспышечную активность бастеров, ссылки см. в [7]) и т. д. Расчету хода температуры (без учета влияния магнитного поля) посвящены работы [1—3]. В [1, 2] считалось, что все изменение T происходит в очень тонком поверхностном невырожденном слое нейтронной звезды. Более детальные численные расчеты [3] показали, что сильное изменение может происходить и глубже — в вырожденных слоях. Но эти расчеты выполнены с коэффициентами электронной теплопроводности κ , строго говоря, пригодными лишь для нерелятивистского газа и без учета возможной кристаллизации ионов. В данной заметке мы учтем эти обстоятельства и получим простые аналитические формулы для хода T в вырожденных слоях оболочки нейтронной звезды, что позволяет, например, легко рассчитать центральную температуру звезды как функцию ее светимости. Мы покажем, что использование реляти-

вистской формулы для κ при достаточно большой светимости весьма существенно. Мы обсудим также влияние на ход T магнитного поля, которое ранее рассматривалось в [4, 5].

2. Основное изменение температуры происходит [3] в оболочке нейтронной звезды, простирающейся до границы нейтронизации [8] или, возможно, пионизации [9] (плотность $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³). Толщина оболочки обычно много меньше радиуса звезды R , а масса ее много меньше полной массы M . Только самый поверхностный слой оболочки (толщиной не более нескольких метров [3]) может состоять из невырожденного газа. В остальной ее части электроны сильно вырождены и, согласно условию гидростатического равновесия,

$$\rho^{-1} dP/dH \approx \mu_e^{-1} m_p^{-1} d\mu/dH = g. \quad (1)$$

Здесь F и μ — давление и химический потенциал электронного газа (μ включает энергию покоя электронов mc^2), m_p — масса протона, $\mu_e = A/Z$, A и Z — массовое и зарядовое числа ионов, H — глубина от поверхности, g — ускорение силы тяжести, которое в оболочке можно считать постоянным; согласно [3], с учетом поправок ОТО, $g = GMR^{-2}(1 - R_g/R)^{-1}$, $R_g = 2GM/c^2$. Мы пренебрегли несущественной для вырожденного газа зависимостью μ от T .

Хотя μ_e и может меняться с глубиной, но слабо. Так, для равновесного ядерного состава [8] при изменении ρ от 10^2 до $2 \cdot 10^{11}$ г/см³ μ_e меняется от 2.16 до 3. Поэтому с хорошей точностью зависимость μ_e от ρ можно учитывать лишь параметрически и тогда, согласно (1), ход ρ с глубиной описывается простой формулой

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{H - H_0}{H_R}, \quad \gamma^2 = 1 + \left(\frac{\rho_0}{\mu_e} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

$$H_R = \frac{mc^2}{g\mu_e m_p} = 17.5 \frac{R_0^2}{M_1} \left(\frac{2}{\mu_e} \right) \left(1 - 0.3 \frac{M_1}{R_0} \right) \text{ м.}$$

Здесь $\gamma = \mu/mc^2$ — лоренц-фактор фермиевских электронов, $\rho_0 = \rho/10^6$ г/см³, $R_0 = R/10^6$ см, $M_1 = M/M_\odot$, γ_0 и H_0 относятся к одному из внешних вырожденных слоев, параметры которого определены из рассмотрения структуры наружной по отношению к нему части оболочки.

Если $H \gg H_0$, то (2) выглядит совсем просто: $\rho_0 \mu_e \approx [H(H + 2H_R)/H_R^2]^{3/2}$. Таким образом, слою $\rho_0/\mu_e \approx 1$ соответствует глубина $H \approx 0.4 H_R$, а внутренней границе оболочки — $H \approx 60 H_R$.

3. Расчет температуры тех слоев, энергонныделением в которых (за счет нейтринных потерь, ядерного горения и т. д.) можно пренебречь, основан на соотношении $dT/dH = F/\chi$. Здесь F — практически постоянная в этих слоях плотность потока тепла, например, выходящего из ядра звезды при остывании или выделяющегося за счет ядерных реакций в других слоях.

Рассмотрим сперва случай, когда ионы образуют жидкость, то есть $T > T_M$ ($\Gamma < \Gamma_M$). Здесь $\Gamma = Z^2 e^2 / a k_B T$ — газовый параметр, k_B — постоянная Больцмана, $a = (3/4 n_i)^{1/3}$, n_i — концентрация ионов, $T_M \approx 1.5 \cdot 10^8 Z^{3/2} (e^2 / m_e)^{1/2}$ К — температура их кристаллизации, соответствующая [10] $\Gamma_M = 150$. При $T > T_M$ теплопроводность χ обычно обусловлена рассеянием электронов на ионах и равна [11]

$$\chi = \frac{K T (v_F / v_e)}{Z \Lambda \gamma^2}, \quad K = \frac{\pi k_B^2 m c^3}{12 e^4}, \quad \Lambda = \Lambda_0 - \frac{\beta^2}{2}, \quad \beta^2 = \frac{(v_F / v_e)^2}{1 - (v_F / v_e)^2}, \quad (3)$$

где $\beta = v/c$, v — фермиевская скорость электронов, Λ — кулоновский логарифм, $\Lambda_0 \approx \ln \{ (4Z)^{1/3} (1 + 2/\Gamma)^{1/2} \}$ — логарифм, возникающий при рассмотрении нерелятивистского газа и слабо зависящий от T , ρ и Z . Далее для простоты считаем, что Z не зависит от ρ и $\Lambda_0 = \text{const}$. Так, при $Z \approx 20$ в вырожденном газе [11] $\Gamma \gg 1$, то есть действительно $\Lambda_0 \approx \ln \{ 4Z \}^{1/3} = \text{const}$. В итоге, используя (1) и (3) и вычисляя ход температуры от слоя, где $T = T_0$, $\beta = \beta_0$ и $\gamma = \gamma_0$, получим

$$T^2 = T_0^2 + T_*^2 \left[\frac{\Lambda_0}{\beta_0} - \frac{\Lambda_0}{\beta} + \left(\Lambda_0 - \frac{1}{2} \right) \ln \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{1 + \beta_0}{1 + \beta} \right) \right]. \quad (4)$$

$$T_* = \left(\frac{2 Z F H_0}{K} \right)^{1/2} = 1.16 \cdot 10^8 \left(\frac{2}{v_e} \frac{L_{21}}{M_1} Z \right)^{1/2} \text{ К}, \quad L = 4 \pi R^2 f \left(1 - \frac{R_g}{R} \right). \quad (5)$$

$L_{21} = L / 10^{31}$ эрг/с. В [3] использовалась упрощенная (нерелятивистская) формула для χ , в которой, в отличие от (3), $\gamma = 1$ и $\Lambda = \text{const} \approx \Lambda_0$. В таком приближении в (4) появились бы только два первых слагаемых в квадратных скобках. И действительно, эти слагаемые хорошо описывают результаты численных расчетов [3] в областях с электронной теплопроводностью. Отметим, что в таком приближении с ростом ρ температура быстро достигала бы постоянного значения $T_* = [T_0^2 + T_*^2 \Lambda_0 (\beta_0^{-1} - 1)]^{1/2}$. Однако, согласно (3), при переходе с ростом ρ из нерелятивистского газа (где $\beta \ll 1$) в релятивистский ($\beta \gg 1$) рост χ замедляется в $\gamma^2 \sim (v_F / v_e)^2$ раз, что связано с релятивистским ростом массы электронов. Обусловленный этим дополнительный рост T^2 описывается третьим слагаемым в квадратных скобках в (4) и при $\beta \gg 1$ пропор-

ционален $\ln \rho_0$. Поскольку $\lambda_0 \sim 1$, то при $\rho_0 \gg 1$ это слагаемое несущественно по сравнению с первыми, только если $\beta_0 \ll 1$, то есть в достаточно холодной нейтронной звезде, в которой электронный теплоперенос и вырождение простираются до плотности $\rho_0 \ll 10^9$ г/см³ (см. ниже).

После наступления кристаллизации ($T < T_M$) электроны рассеиваются на колебаниях кристаллической решетки и [11]

$$\kappa = Q_T \beta^2 (2 - \beta^2), \quad Q = k_B m^2 c^4 / 9 \cdot 13 e^2 \hbar, \quad (6)$$

то есть κ не зависит от T и Z и при $T = T_M$ практически непрерывно переходит в (3). Считая, что кристаллизована область $\rho > \rho_M$ и вычисляя ход T вглубь от ее границы ($T = T_M$, $\beta = \beta_M$, $\gamma = \gamma_M$), получим

$$T = T_M + \Delta T_* \left(1 - \frac{\gamma_M \beta_M^2}{\gamma \beta^2} \right), \quad \Delta T_* = \frac{F H_R}{Q_T M \beta_M^2} = \frac{4.45 \cdot 10^7}{\gamma_M \beta_M^2} \frac{2}{15} \frac{L_M}{M_1} \text{ К.} \quad (7)$$

Поэтому с ростом ρ температура сравнительно быстро достигает постоянного значения $T_* = T_M + \Delta T_*$ — центральной температуры звезды. Строго говоря, (6) перестает работать при $T \leq \theta/4$ (где $\theta = 0.45 \hbar (4 \pi n e^2 Z / \nu_p m_p k_B^2)^{1/2}$ — дебаевская температура кристалла) из-за изменения характера решеточного рассеяния [11]. Однако если $Z \geq 20$, то [11] $\theta \ll T_M$ и изменение κ происходит при $\rho \gg \rho_M$, где, согласно (7), уже $T = T_*$. Используя теплопроводность [11] при $T < \theta/4$, легко показать, что для типичных условий отклонение T от T_* , вызванное отличием κ от (6), очень мало. При $T \ll T_M$ (6) может также нарушаться из-за включения рассеяния электронов на примесях, что также приводит к очень малым отклонениям T от T_* . Поэтому для практических целей при $T < T_M$ достаточно использовать (7). Отметим, что при не очень больших Z и больших ρ может быть $\theta > T_M$. Тогда ионы вообще не кристаллизуются и нужно использовать (4).

4. Для иллюстрации полученных формул рассмотрим, как и в [3], ход T (рис. 1), вызванный выходящим сквозь оболочку тепловым потоком $F = \tau T_*^4$ для нейтронной звезды с $Z = 26$, $M = M_\odot$, $R = 10$ км, $\rho_0 = 2.16$ при нескольких значениях T_* (кривые на рис. 1 отмечены значениями $T_*/10^6$ К). Здесь τ — постоянная Больцмана, T_* — поверхностная температура, тогда L в (5) имеет смысл светимости звезды с учетом поправки на красное смещение. Для самых внешних слоев оболочки, где работает лучистый теплоперенос, мы воспользовались ходом $T(\rho)$, рассчитанным численно в [3] (рис. 1).

Со стороны малых ρ кривые на рис. 1 оборваны на границе вырождения, поскольку данные [3] не позволяют в деталях построить их в невырожденной области. На каждой кривой по данным [3] мы выбрали точку $T_0(\rho_0)$ (отмечена кружком), глубже которой электронная теплопроводность доминирует над лучистой. Расчет $T(\rho)$ при $\rho > \rho_0$ до точки кристаллизации ионов $T = T_M$ (отмечена крестиком) велся по (4), а глубже — по (7). Кривые [3] при $\rho > \rho_0$ изображены штриховой линией. Видно, что для данных параметров нейтронной звезды учет кристаллизации слабо влияет на ход T . Для кривой $T_* = 7.7 \cdot 10^4$ К температура $T_0 > T_{*0} \rho_0^{-1/2}$, поэтому основной перепад температуры приходится на область $\rho \leq \rho_0$ с лучистой теплопроводностью. При меньших T_* это тем более так и в расчетах по (4) и (7) особой необходимости нет. Кривая $T_* = 10^4$ К соответствует $T_0 < T_{*0} \rho_0^{-1/2}$ и $\rho_0 < 1$: перепад T в слоях с электронной теплопроводностью становится большим и приходится на нерелятивистский газ

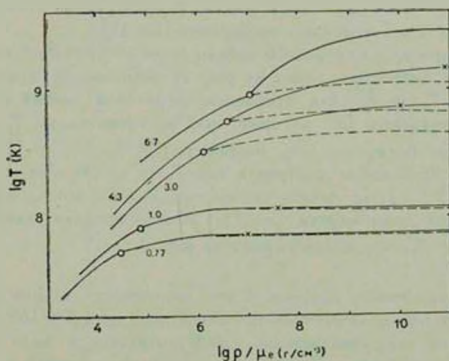


Рис. 1.

В силу сказанного при $T_* \leq 10^4$ К найденные кривые практически совпадают с кривыми [3]. Но при $T_* > 3 \cdot 10^4$ К температура $T_0 \leq T_*$ и $\rho_0 \sim 1$. Поэтому становится существенным перепад T в релятивистском газе и кривые лежат заметно выше кривых [3]. При $T_* > 6.7 \cdot 10^4$ К основное изменение T происходит в области $\rho > \rho_0 \geq 10^8$ г/см³. Тогда в силу (4) при $\rho \gg \rho_0$ температура

$$T \approx T_* [(\lambda_0 - 0.5) \ln(\tau/\tau_0)]^{1/2} \quad (8)$$

и очень слабо (логарифмически) зависит от T_0 , то есть от теплопроводящих свойств слоев при $\rho < \rho_0$.

Для каждой кривой имеется интервал $\rho_0 - \Delta\rho < \rho < \rho_0$, в котором электронная и лучистая теплопроводности одинаково важны. Пока $T_* \leq 3 \cdot 10^6$ К, $\rho_0 \rho_* \leq 10^6$ г/см³ и использование в этом интервале хода T из [3] вполне оправдано. Но при $T_* > 3 \cdot 10^6$ К плотность $\rho_0/\mu_* > 10^6$ г/см³. Поэтому ход T в [3] в этом интервале найден неточно, а отличие используемых формул для κ ведет к появлению фиктивного излома T при $\rho = \rho_0$ (рис. 1). По этой причине мы не могли детально построить ход T при $T_* > 6.7 \cdot 10^6$ К. Отметим, что результаты [3] при $\rho \leq \rho_0$ и $T_* \leq 4.3 \cdot 10^6$ К не точны и в силу того, что для работающей в этих условиях лучистой (комптоновской) непрозрачности в [3] не учитывались поправки на вырождение. Возможно, что в этих условиях важна также непрозрачность за счет свободно-свободных переходов, не рассмотренная до сих пор с учетом поправок на вырождение и релятивизм электронов. При малых Z и определенном интервале T при $T > T_M$ может быть важна и электронная теплопроводность за счет межэлектронных соударений [12, 13].

Считая, что ядро нейтронной звезды ($\rho > 4 \cdot 10^{11}$ г/см³) изотермично, мы построили (сплошная линия на рис. 2) зависимость центральной температуры T_c от T_* . Для сравнения штриховой линией на рис. 2 нанесены результаты [3], которые при не очень малых T_* хорошо описываются зависимостью (см., например, [7]) $T_c = L^{1/3} \approx T_*^{1/3}$. Хотя при $T_* > 6.7 \cdot 10^6$ К мы не построили ход T_c , но из (5) и (8) ясно, что при $\beta_0 \sim 1$ и $T_* \gg T_0$ (в данном случае при $T_* \gg 4.3 \cdot 10^6$ К) без учета несущественной зависимости от T_0 устанавливается зависимость $T_c \propto (L/M)^{1/2} \approx T_*^{1/2}$, что и изображено на рис. 2.

5. При достаточно больших L эта зависимость должна реализовываться даже при наличии сильного магнитного поля $B \approx 10^{10} - 10^{13}$ Гс, в этом смысле она универсальна. Действительно, в силу (8) она обязана перепадать T_c формирующемуся в широком интервале $\rho_* < \rho < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³, $\rho_0 \sim 10^6$ г/см³, в большей части которого указанное поле не способно существенно изменить электронную теплопроводность (см., например, [11]). Однако оно может значительно улучшить лучистую теплопроводность внешних невырожденных слоев [15, 16]. Поэтому вообще с ростом B роль теплоизолирующей способности вырожденного газа возрастает. В [5] эта роль не учитывалась и предполагалось, что вырожденная область изотермична. Считая также, что поле $B \sim 10^{13}$ Гс полностью „просветляет“ невырожденные слои, авторы [5] получили, что $T_c = T_*$. Чтобы показать степень прибли-

женности такого рассмотрения, заметим, что даже если завысить „возможности“ поля $B \sim 10^{13}$ Гс и, например, считать, что оно „просветляет“ слои $\rho < \rho_0 = 3 \cdot 10^6$ г/см³ (тогда в (4) $T_0 = T_*$), но не меняет существенно электронную теплопроводность при $\rho > \rho_0$, то реализовалась бы зависимость $T_e(T_*)$, изображенная точками на рис. 2. Она

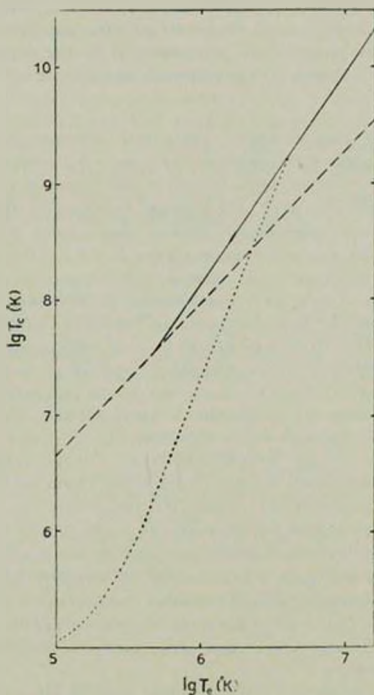


Рис. 2.

отличается от предложенной в [5] уже при $T_* > 10^5$ К и переходит в „универсальную“ зависимость при $T_* \approx 3 \cdot 10^6$ К. Поэтому времена остывания нейтронных звезд (например, остывание за 250 лет от $T_* = 10^{10}$ до 10^6 К без учета сверхпроводимости и сверхтекучести

ядра) в [5] сильно занижены. Более аккуратные модельные расчеты остывания нейтронных звезд с полем $B \leq 4 \cdot 10^{13}$ Гс проделаны в [4]. Там, однако, использованы неточные формулы для электронной теплопроводности. Поэтому, по крайней мере для больших L , результаты [4] неточны; в частности, полученная там зависимость $T_c(L)$ не переходит (см., например, [7]) в зависимость $T_c \sim L^{1/2}$. Кроме того, в [4] не учтен, например, такой важный фактор, как анизотропия лучистой [16] и электронной (см., например, [11]) теплопроводностей в магнитном поле, что, по-видимому, делает все результаты достаточно приближенными.

6. Полученное дополнительное увеличение температуры внутри нейтронной звезды прежде всего должно влиять на ее остывание. По аналогии с результатами [4] следует ожидать, что на самой ранней стадии остывания ($T_c \sim 10^9 - 10^{10}$ К), пока нейтронная светимость звезды $L > L_c$ при фиксированном L нейтронные потери возрастут и темп остывания ускорится. На более поздней стадии, когда $L < L_c$, наоборот, темп замедлится. Кроме того, при более горячем ядре звезды сверхпроводимость и сверхтекучесть в нем наступят при меньших L . Это приводит к затягиванию остывания за счет вклада нормальных протонов и нейтронов в теплоемкость звезды [4] и влияет на характер замедления вращения нейтронной звезды [6]. Наконец, увеличение температуры и ухудшение теплопроводности в оболочке улучшают условия для протекания ядерных реакций, что следует учитывать при построении моделей вспышек бастардов. Полученные формулы применимы и для изучения хода T в не очень глубоких слоях вырожденных ядер белых карликов. Ввиду изменения κ при $\mu_e > 1$, теплоизолирующие свойства таких слоев у массивных и маломассивных карликов различны. Подобные отличия могут проявляться при остывании карликов разной массы, развитии в них тепловой неустойчивости и т. д. При достаточно большой светимости, как и для нейтронных звезд, для массивных белых карликов может устанавливаться зависимость $T_c \propto L^{1/2}$. Обусловленная релятивистскими эффектами дополнительная теплоизолирующая способность вещества массивного карлика может быть важна и при изучении условий для его коллапса, сопровождающегося взрывом сверхновой.

Авторы благодарны Н. Г. Митрофанову и А. И. Цыгану за полезные обсуждения.

ON THE GROWTH OF TEMPERATURE WITHIN
NEUTRON STARS

V. A. URPIN, D. G. YAKOVLEV

The simple analytic expressions are derived for the run of temperature in the degenerate layers of the envelope of a neutron star (of density $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ g/cm³) with electron conduction. The relativistic expression for the thermal conductivity is used and a possible crystallization of ions is taken into account. For a neutron star of the mass $1M_{\odot}$ and radius 10 km the central temperature, T_c , is found as a function of luminosity L . At high enough L the main temperature variation is shown to take place in the layers of relativistic degenerate gas ($\rho > 10^6$ g/cm³), then the relation $T_c \propto L^{1/2}$ is established which is not essentially affected by the magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Morton, *Nature*, 201, 1308, 1964.
2. H. Y. Chiu, E. E. Salpeter, *Phys. Rev. Lett.*, 12, 413, 1964.
3. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 44, 1863, 1966.
4. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, *Ap. J.*, 176, 739, 1972.
5. L. C. Rosen, A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space. Sci.*, 15, 137, 1972.
6. G. Greenstein, *Ap. J.*, 200, 281, 1975.
7. D. Q. Lamb, F. K. Lamb, *Ap. J.*, 220, 291, 1978.
8. G. Baym, C. J. Pethick, P. Sutherland, *Ap. J.*, 170, 299, 1971.
9. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 295, 1977.
10. E. L. Pollock, J. P. Hansen, *Phys. Rev.*, 8A, 3110, 1973.
11. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
12. M. Lampe, *Phys. Rev.*, 170, 306, 1968.
13. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
14. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
15. J. Lodenquai, V. Canuto, M. Ruderman, S. Tsuruta, *Ap. J.*, 190, 141, 1974.
16. Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 13, 173, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.877

МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИЕСЯ КОНФИГУРАЦИИ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

А. В. САРКИСЯН, Э. В. ЧУБАРЯН, А. С. ГЕВОРКЯН

Поступила 13 июля 1978

В рамках биметрической теории гравитации Розена в первом приближении по угловой скорости вращения найдены решения уравнения Розена вне и внутри распределения масс. Рассчитаны важнейшие интегральные характеристики вращающихся конфигураций из несжимаемой жидкости для разных значений параметра $\beta_c = -\ln(1 + P_c/\rho_0)$.

1. Вопросу вращающихся звездных конфигураций посвящен ряд работ, в которых задача решается в рамках теории тяготения Эйнштейна.

В работах [1—2] рассматривалось общее решение уравнений Эйнштейна в случае малых угловых скоростей (приближение Ω), что эквивалентно тому, что гравитационная энергия звезды во много раз превышает энергию вращения $\beta = 2\pi^2 G \rho_c R^2 \ll 1$ (ρ_c — значение плотности в центре конфигурации). В этом приближении диагональные компоненты метрического тензора вне распределения масс сохраняют шварцшильдовский вид и появляется недиагональная компонента $g_{03} = (2J/r) \sin^2 \theta$, где J — полный момент. Это приближение соответствует рассмотрению вращения шара с учетом кориолисовых сил без изменения его формы. Приведенное решение зависит от двух параметров массы и полного момента и, очевидно, что его можно получить из решения Керра [3], разлагая последнее в ряд по малому моменту и оставляя в нем члены, линейные по J .

В настоящей работе рассматривается вращение звездных конфигураций в рамках биметрической теории гравитации Розена [4]. Получены уравнения поля внутри и вне аксиально-симметрического распределения масс в приближении Ω . В этом приближении найдены аналитические решения уравнений вне распределения масс. Внутренняя задача решена численно для звездных конфигураций из несжимаемой жидкости.

2. При стационарном вращении гравитирующих газов и жидкостей компоненты метрического тензора в сферической системе координат зависят от r , θ и от параметра $\Omega = dz/dt$, то есть $g_{ik} = g_{ik}(r, \theta, \Omega)$. Ниже используем обозначения

$$x^0 = t, \quad x^1 = r, \quad x^2 = \theta, \quad x^3 = \varphi, \quad (G = c = 1).$$

Из инвариантности интервала

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (2.1)$$

относительно преобразований координат $x^{0'} = -x^0$, $x^{3'} = -x^3$ следует, что

$$g_{01} = g_{02} = g_{12} = g_{23} = 0.$$

Отличные от нуля компоненты метрического тензора все, за исключением g_{03} , являются четными функциями Ω . Что касается g_{03} , то она зависит лишь от нечетных степеней угловой скорости. Такая зависимость от Ω следует из инвариантности интервала ds^2 относительно преобразований $x^{0'} = -x^{0'}$ или $x^{3'} = -x^3$.

В первом приближении по угловой скорости диагональные компоненты метрического тензора остаются такими же, что и в сферически-симметричном случае:

$$g_{00} = e^{2\Phi}, \quad g_{11} = -e^{2\lambda}, \quad g_{22} = -e^{2\mu}, \quad g_{33} = -e^{2\mu} \sin^2 \theta, \\ g_{03} = -\omega e^{2\lambda} \sin^2 \theta, \quad g_{12} = 0$$

и

$$ds^2 = e^{2\Phi} dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - e^{2\mu} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - 2\omega e^{2\lambda} \sin^2 \theta d\varphi dt. \quad (2.2)$$

Интервал плоского пространства, очевидно, будет

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (2.3)$$

Ему соответствуют следующие символы Кристоффеля:

$$\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = \frac{1}{r}, \quad \Gamma_{22}^1 = -r, \quad \Gamma_{33}^1 = -r \sin^2 \theta, \quad \Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cos \theta, \quad \Gamma_{23}^3 = \text{ctg} \theta.$$

Отличные от нуля компоненты тензора N^* имеют вид

$$N_1^1 = -\left(\psi_{11} + \frac{2}{r} \psi_1\right) + \frac{1}{r^2} \left[r^2 e^{2(\psi-\mu)} - \frac{1}{r^2} e^{2(\mu-\psi)}\right], \\ N_2^2 = N_3^3 = -\left(\mu_{11} + \frac{2}{r} \mu_1 - \frac{1}{r^2}\right) - \frac{1}{2r^2} \left[r^2 e^{2(\psi-\mu)} - \frac{1}{r^2} e^{2(\mu-\psi)}\right],$$

$$N_0^0 = -\Phi_{11} - \frac{2}{r} \Phi_1,$$

$$N_3^0 = e^{2(\mu-\Phi)} \sin^2 \theta \left[\frac{\omega_{11}}{2} - \frac{\omega}{2r^2} + \frac{\omega_1}{r} + (\psi_1 - \Phi_1) \left(\omega_1 + \frac{\omega}{r} \right) \right] + \\ + \frac{1}{r^2} e^{2(\mu-\Phi)} \sin^2 \theta \left[\frac{\omega_{22}}{2} + \frac{3}{2} \omega_2 \operatorname{ctg} \theta \right] - \frac{\omega}{2} e^{2(\mu-\Phi)} \sin^2 \theta, \quad (2.4)$$

$$N = -\left(\psi_{11} + \frac{2}{r} \psi_1 \right) - 2 \left(\psi_{11} + \frac{2}{r} \psi_1 - \frac{1}{r^2} \right) - \left(\Phi_{11} + \frac{2}{r} \Phi_1 \right).$$

Здесь использовано обозначение $df/d\sigma \cdot \sigma^A = f_A$.

Имея в виду, что

$$u^0 = [e^{2\psi} - e^{2\mu} \sin^2 \theta (\omega + \Omega)^2]^{-1/2}, \quad u^1 = \varepsilon u^0 \quad (2.5)$$

для компонент тензора энергии-импульса имеем

$$T_0^0 = \rho, \quad T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -P, \quad T_3^0 = -(P + \rho)(u^0)^2 e^{2\mu} (\omega + \Omega) \sin^2 \theta. \quad (2.6)$$

3. Для нахождения неизвестных функций вне и внутри распределения масс воспользуемся уравнениями

$$G_1^1 + G_0^0 = -8\pi k (\rho - P), \quad G_0^0 - 3G_2^2 = -8\pi k (3P + \rho),$$

$$P_1 + (P + \rho) \Phi_1 = 0, \quad N_3^0 = -8\pi k (P + \rho) e^{2\mu} (u^0)^2 (\omega + \Omega) \sin^2 \theta, \quad (3.1)$$

$$\left(G_\mu^\nu = N_\mu^\nu - \frac{1}{2} \delta_\mu^\nu N \right),$$

которые в приближении Ω имеют вид

$$\Phi_{11} + \frac{2}{r} \Phi_1 = 4\pi k (3P + \rho), \quad (3.2)$$

$$\psi_{11} + \frac{2}{r} \psi_1 = -4\pi k (\rho - P), \quad (3.3)$$

$$P_1 + (P + \rho) \Phi_1 = 0, \quad (3.4)$$

$$q_{11} + \left[\frac{4}{r} + 2(\psi_1 - \Phi_1) \right] q_1 + \left[\frac{2}{r} (\psi_1 - \Phi_1) - 16\pi k (\rho + P) \right] q + \\ + \frac{1}{r^2} [q_{22} + 3q_2 \operatorname{ctg} \theta] = +16\pi k (\rho + P) \sqrt{8\pi \rho}. \quad (3.5)$$

Здесь учтено, что в интересующем нас приближении диагональные компоненты метрики не изменяются, а функция ω выбрана в виде

$$\omega = 1/3 q. \quad (3.6)$$

Вне распределения масс первые уравнения совпадают с уравнениями, решения которых приведены в (4) и имеют вид

$$\Phi = -\frac{M}{r}, \quad \varphi = \frac{M'}{r}, \quad (3.7)$$

где

$$e^{2\psi} = r^{-2} e^{2\psi_0}, \quad M' = 4\pi \int_0^R k(\rho - P) r^2 dr,$$

$$M = 4\pi \int_0^R k(\rho + 3P) r^2 dr, \quad k = e^{1\psi - 3\psi_0}.$$

Уравнение (3.5) в этом приближении примет вид

$$r^2 q_{11} + (4r + A) q_1 + \frac{A}{r} q + q_{22} + 3q_2 \operatorname{ctg} \theta = 0, \quad (3.8)$$

где

$$A = -2(M + M').$$

Решение уравнения (3.8) ищем в виде

$$q = \sum_{l=0}^{\infty} Q_l(r) P_l^{(1)}(\cos \theta).$$

Здесь

$$P_l^{(1)}(\cos \theta) = -\frac{dP_l}{d\gamma}, \quad \gamma = \cos \theta, \quad P_l(\gamma) - \text{полином Лежандра.}$$

Учитывая, что $P_l^{(1)}(\gamma)$ является решением уравнения

$$\frac{d^2 y}{d\gamma^2} + 3 \operatorname{ctg} \theta \frac{dy}{d\gamma} + (l-1)(l+2)y = 0,$$

для $Q_l(r)$ получим

$$r^2 \frac{d^2 Q_l}{dr^2} + (4r + A) \frac{dQ_l}{dr} + \left[\frac{A}{r} - (l-1)(l+2) \right] Q_l = 0. \quad (3.9)$$

Подстановкой $Q_l = r^{-(l+2)} u_l$ это уравнение сводится к уравнению для вырожденной гипергеометрической функции.

Итак,

$$\omega = V\sqrt{\beta} \sum_{l=0}^{\infty} C_l F\left(l+1, 2l+2, \frac{A}{r}\right) P_l^{(1)}(\cos \theta).$$

Ниже мы увидим, что в приближении Ω от нуля отличен только первый член ряда, поэтому

$$\begin{aligned} \omega &= V\sqrt{\beta} \frac{C_1}{r^2} F\left(2, 4, \frac{A}{r}\right) = \frac{V\sqrt{\beta}}{2} \frac{C_1}{A^2} e^x [e^x (x-1) + e^{-x} (x+1)] = \\ &= V\sqrt{\beta} \frac{C_1}{A^2} f(x), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где $x = A/2r$.

4. Для нахождения четырех неизвестных функций Φ , ψ , ω и ρ внутри распределения масс, как и в случае внешней задачи, q ищем в виде

$$q = \sum_{l=0}^{\infty} Q_l(r) P_l^{(1)}(\cos \theta), \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Q_l}{dr^2} + \left[\frac{4}{r} + 2(\psi_l - \Phi_l) \right] \frac{dQ_l}{dr} + \left[\frac{2}{r} (\psi_l - \Phi_l) - 16\pi k (\rho + P) \right] Q_l = \\ = + 16\pi k \sqrt{8\pi\psi_l}, \quad (l=1), \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Q_l}{dr^2} + \left[\frac{4}{r} + 2(\psi_l - \Phi_l) \right] \frac{dQ_l}{dr} + \left[\frac{2}{r} (\psi_l - \Phi_l) - 16\pi k (\rho + P) \right] Q_l = \\ = \frac{(l-1)(l+2)}{r^2} Q_l. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Последнее уравнение однородное и его решение можно представить в виде $Q_l = b_l q_l$. Значения постоянных b_l и C_l определяются из условия непрерывности $\omega(r, \theta)$ и ее первой производной по r на границе конфигураций. Эти условия дают

$$b_l q_l(R) + C_l R^{-l-2} F\left(l+1, 2(l+1), \frac{A}{R}\right) = 0,$$

$$b_l \frac{dq_l}{dr} \Big|_{r=R} + C_l \left[\frac{F(l+1, 2(l+1), A/R)}{R^{l+2}} \right]' = 0.$$

Детерминант этой системы отличен от нуля и, следовательно, единственное решение такой системы $b_l = C_l = 0$. При $l=1$ система не имеет тривиального решения, b_1 и C_1 отличны от нуля, то есть $q \equiv Q_1(r)$. Итак, в

первом по угловой скорости приближении компонента метрики g_{03} , как и все остальные, зависит только от r . Решение уравнения (4.2) представим в виде

$$q(r) = Bj(r) + Q(r), \quad (4.4)$$

где $j(r)$ — решение однородного, а $Q(r)$ — частное решение неоднородного уравнений.

Для постоянных B и C , получаем

$$C = \frac{[j(R)(dQ(R)/dr) - Q(R)(dj(R)/dr)]A^3}{j(R)(df(r_0)/dr) - f(r_0)(dj(R)/dr)}, \quad (4.5)$$

$$B = \frac{f(r_0)(dQ(R)/dr) - Q(R)(df(r_0)/dr)}{j(R)(df(r_0)/dr) - f(r_0)(dj(R)/dr)}, \quad (4.6)$$

где $r_0 = A/2R$.

Внутренняя задача решена для модели из несжимаемой жидкости $\rho(r) = \rho_0$. Эта же задача в рамках теории Эйнштейна имеет аналитическое решение [5—6]. Интегрирование уравнения гидродинамического равновесия для этой модели дает

$$P = p_0(e^{-\theta} - 1), \quad (4.7)$$

где

$$\theta(r) = \Phi(r) - \Phi(R).$$

С целью облегчения интегрирования введем новые функции

$$v = 3\psi + \Phi, \quad \gamma = 3\psi + \theta, \quad u = r^3 \frac{d\Phi}{dr} = r^3 \frac{d\theta}{dr}, \quad \omega = \frac{r^3}{2} \frac{dv}{dr} = \frac{r^3}{2} \frac{d\gamma}{dr} \quad (4.8)$$

и перейдем к безразмерным величинам

$$x = r(4\pi\rho_0)^{1/2} e^{\frac{\Phi(R)}{2}}, \quad y = u(4\pi\rho_0)^{1/2} e^{\frac{\Phi(R)}{2}}, \quad (4.9)$$

$$z = \omega(4\pi\rho_0)^{1/2} e^{\frac{\Phi(R)}{2}}, \quad j' = j(4\pi\rho_0) e^{\Phi(R)}, \quad Q' = Q(4\pi\rho_0)^{-1/2}.$$

Тогда решения уравнений должны удовлетворять следующим начальным и граничным условиям:

$$\begin{aligned} y(0) = z(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_c, \quad \gamma(0) = \gamma_c, \\ j'(0) = 1, \quad \xi(0) = 0, \quad Q'(0) = x^2, \\ \beta(0) = 2x, \quad \theta(x_0) = 0, \quad P(x_0) = 0, \\ x_0\gamma(x_0) + 2z(x_0) - y(x_0) = 0. \end{aligned} \quad (4.10)$$

5. Интегрирование системы уравнений (3.1—3.5) с начальными и граничными условиями (4.10) выполнено для ряда значений параметров θ_c и γ_c . Результаты расчетов представлены в табл. 1 и 4 и на рис. 1—3. Значения функций $\Phi(0)$ и $\psi(0)$ и постоянных C_1 и B_1 , определяемых соотношениями

$$C_1 = -C_{1c} (4\pi\gamma_c)^{-1} e^{-\frac{3}{2}\Phi(x_0)}, \quad (5.1)$$

$$B = B_1 (4\pi\gamma_0)^{3/2} e^{\Phi(x_0)},$$

приведены в табл. 1.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ $\Phi(0)$, $\psi(0)$ В ЦЕНТРЕ КОНФИГУРАЦИЙ И ПОСТОЯННЫХ ИНТЕГРИРОВАНИЯ C_1 И B_1 ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА θ_c

$-\theta_c$	$-\Phi(0)$	$\psi(0)$	C_1	$-B_1$
0.01	0.0296	0.0293	0.007	0.0542
0.02	0.0598	0.0517	0.032	0.1080
0.0253	0.0723	0.0684	0.054	0.1241
0.05	0.1434	0.1300	0.245	0.2309
0.1	0.2765	0.2279	0.856	0.3880
0.1625	0.4365	0.3141	1.830	0.5276
0.2876	0.7485	0.4259	4.051	0.6949
0.4	1.0124	0.4912	6.603	0.7927
0.693	1.7481	0.5102	19.48	0.9283
1.0	2.6100	0.4408	59.49	1.0004
1.5	4.3080	0.1960	473.8	1.0590
2.0	6.4410	-0.1610	$5.4 \cdot 10^3$	1.0864
3.0	12.81	-1.2400	$2.9 \cdot 10^4$	1.1083
4.0	15.01	-2.9900	$2.76 \cdot 10^{10}$	1.115

На больших расстояниях, то есть при $r \rightarrow \infty$, разлагая $J_{\alpha\alpha}$ в ряд по малому параметру $\kappa = A/2r$ и сравнивая полученное с решением Папалетру [7] $g_{\alpha\alpha} = (2/2/r) \sin^2 \theta$, получим

$$J_{\alpha\alpha} = (4\pi\gamma_0)^{-1/2} \frac{C_1}{48\sqrt{2}}, \quad (5.2)$$

а внутри конфигурий

$$J(x) = -\frac{x^3}{2\sqrt{2}}(4\pi\rho_0)^{-3/2} e^{2i\pi - 3/2\Phi_0} (Bj(x) + Q(x)). \quad (5.3)$$

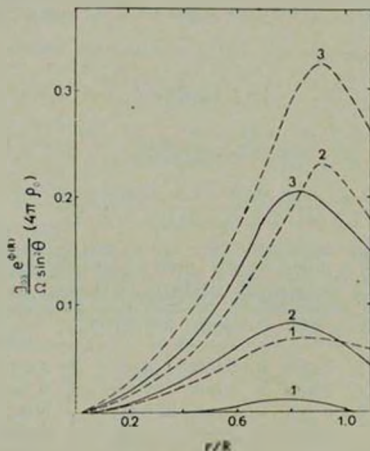


Рис. 1. Зависимость $\frac{J(x)}{\Omega \sin^2 \theta} (4\pi\rho_0)$ от r/R для значений $\theta_0 = -0.05$ — кривая 1, $\theta_0 = -0.165$ — 2, $\theta_0 = -0.287$ — 3. Сплошные кривые относятся к биметрической теории, пунктирные — к эйнштейновской. При малых значениях параметра θ_0 соответствующие кривые в биметрической теории находятся ниже эйнштейновских.

В табл. 2 приведены интегральные характеристики различных конфигураций, рассчитанных в рамках биметрической и эйнштейновской теорий. Значения массы и радиусов по теории Эйнштейна определяются формулами

$$M^E = \frac{1}{6} \frac{3^{3/2}}{\sqrt{2}} (4\pi\rho_0)^{-1/2} \left[1 - \frac{1}{(3 - 2e^{\theta_0})^2} \right]^{3/2},$$

$$R^E = \frac{3^{1/2}}{\sqrt{2}} (4\pi\rho_0)^{-1/2} \left[1 - \frac{1}{(3 - 2e^{\theta_0})^2} \right]^{1/2}. \quad (5.4)$$

В последнем столбце табл. 2 приведены значения отношений M^R/M^E . Здесь, начиная с $\theta_0 = -0.643$, M^R/M^E быстро растет и достигает

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНФИГУРАЦИЙ ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ (R)
И ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ (E) ТЕОРИЯМ ГРАВИТАЦИИ

δ_c	$R_{\text{ант.}}^R (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$R_{\text{ант.}}^R (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$M^R (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$M' (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$J^R (4\pi\rho_0)^{3/2}$	$R_{\text{ант.}}^E (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$R_{\text{ант.}}^E (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$M^E (4\pi\rho_0)^{1/2}$	$J^E (4\pi\rho_0)^{3/2}$	M^R/M^E
-0.01	0.236	0.242	$4.65 \cdot 10^{-3}$	$4.58 \cdot 10^{-3}$	$1.03 \cdot 10^{-4}$	0.241	0.242	$4.65 \cdot 10^{-3}$	$1.02 \cdot 10^{-4}$	1.00
-0.02	0.318	0.345	$1.28 \cdot 10^{-2}$	$1.23 \cdot 10^{-2}$	$4.60 \cdot 10^{-4}$	0.335	0.339	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$6.21 \cdot 10^{-4}$	1.021
-0.05	0.465	0.518	$4.4 \cdot 10^{-2}$	$4.20 \cdot 10^{-2}$	$4.14 \cdot 10^{-3}$	0.505	0.510	$4.29 \cdot 10^{-2}$	$2.72 \cdot 10^{-3}$	1.026
-0.1	0.583	0.710	0.104	$8.87 \cdot 10^{-2}$	$1.64 \cdot 10^{-2}$	0.664	0.702	$9.77 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-2}$	1.106
-0.4	0.879	1.364	0.538	0.304	0.244	0.913	1.030	0.3112	$6.29 \cdot 10^{-2}$	1.729
-0.693	1.251	2.036	1.320	0.503	1.397	0.977	1.132	0.398	0.159	3.317
-1.0	1.970	3.101	3.170	0.818	9.806	1.100	1.364	0.442	0.172	7.178
-1.5	5.430	7.134	15.22	1.870	$4.72 \cdot 10^3$	1.127	1.377	0.477	0.198	31.908
-2.0	21.80	21.33	97.71	3.830	$6.62 \cdot 10^4$	1.140	1.465	0.493	0.219	198.2
-3.0	$1.64 \cdot 10^3$	$6.06 \cdot 10^3$	$1.62 \cdot 10^4$	$-8.52 \cdot 10^3$	$1.14 \cdot 10^{11}$	1.150	1.492	0.507	0.228	$3.19 \cdot 10^4$
-4.0	$2.58 \cdot 10^4$	$1.80 \cdot 10^5$	$4.98 \cdot 10^7$	$-4.87 \cdot 10^4$	$9.85 \cdot 10^{20}$	1.153	1.502	0.511	0.231	$9.75 \cdot 10^7$

$M^R/M^E = 9.75 \cdot 10^7$ при $\theta_c = -4$ (следует отметить, что конфигурации с $|\theta_c| > 0.693$ уже не могут служить моделью для реальных систем, так как здесь $P > p$, то есть нарушается принцип причинности).

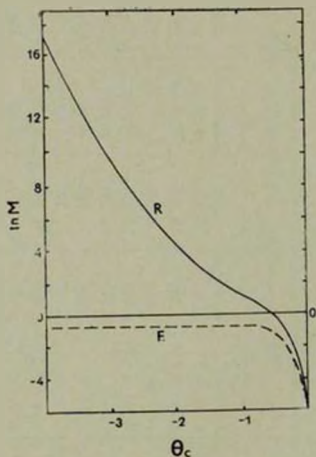


Рис. 2. Зависимость $\ln M^R$ и $\ln M^E$ от θ_c . Сплошная кривая относится к биметрическим конфигурациям, пунктирная — к вейнштейновским.

Такие же результаты для сферически-симметричных конфигураций были получены Розеном в [8].

Недавно в работе [9] было получено новое уравнение состояния для реального газа барионов, с учетом наличия π^- -конденсата в ядерной плазме.

Оказалось, что в определенной области значений давлений можно полагать, что вещество ведет себя как несжимаемая жидкость. Так, в области при $P \lesssim 10^{14}$ эрг/см³ имеем дело с несжимаемой ядерной материей, а в интервале $5 \cdot 10^{16}$ эрг/см³ $\leq P \leq 3 \cdot 10^{17}$ эрг/см³ с несжимаемой кварковой жидкостью. С целью качественного изучения свойств звездных систем в этих областях в табл. 3 и 4 приведены интегральные характеристики (M , R , J) для розеновских и вейнштейновских конфигураций в случае $\rho_0 = 2.84 \cdot 10^{14}$ г/см³, $\rho_0 = 3 \cdot 10^{16}$ г/см³ и различных значений P .

Таблица 3
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОН-
ФИГУРАЦИЙ С $\rho_0 = 2.84 \cdot 10^{14}$ г/см³ И РАЗ-
НЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ P_c

$10^{-32} P_c$ (эрг/см ²)	R (км)	$M/M_\odot$	J (км ² ·М _☉)
0.0066	0.0764	$2.67 \cdot 10^{-7}$	$6.24 \cdot 10^{-10}$
0.0128	0.1053	$7.20 \cdot 10^{-7}$	$3.19 \cdot 10^{-9}$
0.0256	0.1488	$2.04 \cdot 10^{-6}$	$1.80 \cdot 10^{-8}$
0.1278	0.3323	$2.22 \cdot 10^{-5}$	$9.81 \cdot 10^{-7}$
0.2556	0.4703	$6.01 \cdot 10^{-5}$	$5.31 \cdot 10^{-6}$
1.278	1.053	$6.90 \cdot 10^{-4}$	$3.06 \cdot 10^{-4}$
2.566	1.488	$2.39 \cdot 10^{-3}$	$2.12 \cdot 10^{-3}$
12.81	3.265	$2.13 \cdot 10^{-2}$	0.091
25.69	4.703	$6.11 \cdot 10^{-2}$	0.54
51.60	6.510	0.1681	2.849
77.80	7.967	0.2622	6.657
104.3	9.191	0.3706	12.52

Таблица 4
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНФИГУРАЦИЙ С $\rho_0 = 3 \cdot 10^{16}$ г/см³ И
РАЗНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ P_c ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ (R) И ЭЙНШТЕЙНОВ-
СКОЙ (E) ТЕОРИЯМ ГРАВИТАЦИИ

$10^{-37} P_c$ (эрг/см ²)	R^R (км)	$M^R/M_\odot$	J^R (км ² ·М _☉)	R^E (км)	$M^E/M_\odot$	J^E (км ² ·М _☉)
0.552	1.802	0.274	0.094	1.540	0.231	0.060
0.598	1.855	0.298	0.102	1.572	0.245	0.062
0.767	2.072	0.384	0.168	1.668	0.293	0.084
0.945	2.254	0.472	0.263	1.742	0.334	0.105
1.131	2.416	0.584	0.417	1.800	0.368	0.125
1.328	2.579	0.689	0.590	1.847	0.398	0.152
1.534	2.759	0.811	0.832	1.886	0.423	0.185
1.752	2.957	0.932	1.175	1.918	0.446	0.215
1.980	3.174	1.069	1.679	1.946	0.465	0.253
2.220	3.420	1.303	2.189	1.969	0.485	0.340
2.700	3.849	1.688	3.377	2.005	0.509	0.384

Полученные значения для массы, радиусов и момента инерции и их поведение при $\rho_0 = 2.84 \cdot 10^{14}$ г/см³ практически совпадают вследствие того, что при малых P ($P \ll \rho$) обе теории различаются лишь вторыми членами пост-ньютоновского приближения. В случае же $\rho_0 = 3 \cdot 10^{16}$ г/см³,

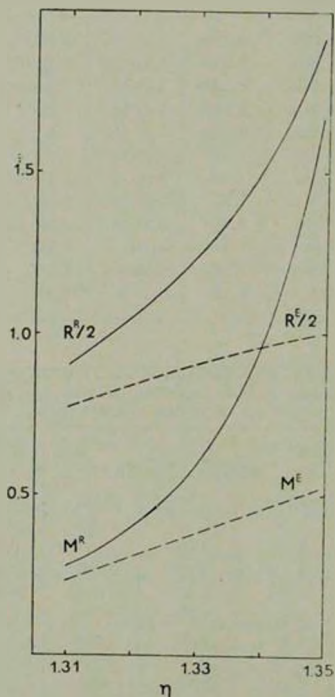


Рис. 3. Зависимость M и $R/2$ от параметра $\eta = \arctg \lg P / 10^{13}$ в случае $\rho_0 = 3 \cdot 10^{16}$ г/см³. Сплошные кривые относятся к биметрической теории.

($P \lesssim \rho$), как и ожидалось, биметрическая теория для массы конфигураций дает результаты, которые больше значений, полученных в ОТО, и эта разница растет с увеличением $P_c = (\eta)$.

Авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

SLOWLY ROTATING INCOMPRESSIBLE CONFIGURATIONS ACCORDING TO THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION

A. V. SARKISSIAN, E. V. CHUBARIAN, A. S. GEVORKIAN

In the first approximation of the angular velocity the Rosen equations are solved according to the bimetric theory of gravitation. The most important integral characteristics of the rotating configuration made from incompressible matter are obtained for various values of parameter $\phi_0 = -\ln(1 + P_c/\rho_0)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Н. Д. Новиков, ЖЭТФ, 49, 170, 1965.
2. В. Ц. Гурович, Астрофиз. ж., 42, 974, 1965.
3. R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett., 11, 522, 1963.
4. N. Rosen, Ann. Phys., N. Y., 84, 455, 1974.
5. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракиан, Уч. зап. ЕГУ, 3, 21, 1969.
6. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракиан, Астрофизика, 7, 259, 1971.
7. A. Papapetrou, Proc. R. Ir. Acad., 52, 11, 1948.
8. J. Rosen, N. Rosen, Ap. J., 212, 605, 1977.
9. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.877

УРАВНЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ КОНВЕКЦИИ II. ЗАМЫКАНИЕ СИСТЕМЫ

В. И. КОВШОВ

Поступила 26 июня 1978

Пересмотрена 30 января 1979

Представлено замыкание полученной ранее [1] системы осредненных по ансамблю уравнений гидротермодинамики, предназначенных для описания турбулентной конвекции в звездах. В приближении полумпирических теорий турбулентности Васютинского и Моинна получены выражения для турбулентных потоков энергии и напряжения Рейнольдса. Учитываются лучистый и молекулярный теплообмен пульсаций и сжимаемость газа. В рамках теории Васютинского коэффициенты турбулентного переноса образуют симметричные тензоры второго ранга. В случае их изотропности они описываются формулой, близкой к формуле Филлипса, и при незначительном упрощении аналогичны коэффициентам молекулярного переноса.

1. *Введение.* В предыдущей работе [1] были представлены осредненные по ансамблю уравнения турбулентной звездной конвекции. Уравнения движения и непрерывности были упрощены путем использования массовой скорости газа. Уравнение энергии было упрощено в квазилинейном приближении, когда пульсации термодинамических величин предполагаются малыми и отбрасываются их произведения. Необходимые условия такого приближения требуют пространственной и временной мелкомасштабности турбулентных пульсаций по сравнению с пространственными и временными шкалами конвектирующей среды по температуре и давлению. В уравнении энергии при этом средние термодинамические величины и средний лучистый поток энергии в членах, малых по пульсациям термодинамических величин, можно считать постоянными и можно пренебрегать пульсациями мощности внутреннего источника тепла.

Система осредненных уравнений [1] — неполная, и настоящая работа посвящена ее замыканию. Эту проблему мы будем решать традиционным путем, выражая дополнительные неизвестные системы через ее иско-

мые неизвестные с помощью полуэмпирических теорий турбулентности. И в последних будем использовать теории Васютинского [2] и Момина [3, 4]. При этом теорию Момина мы обобщим на сжимаемую среду, а теорию Васютинского разовьем применительно к конвективной проблеме с учетом лучистого и молекулярного теплопереноса, внутреннего выделения тепла и теплообмена турбулентных пульсаций. По-прежнему будем использовать массовую скорость для описания средних движений газа и квазилинейное приближение уравнения энергии. Для замыкания системы осредненных уравнений будем также использовать полные (неосредненные) уравнения звездной конвекции, упрощенные в работе [1].

При ссылках на формулы работы [1] будем их снабжать римской цифрой I.

2. Полные и осредненные уравнения. Напомним необходимые уравнения и обозначения работы [1]. Величины ρ , p и T обозначают плотность, давление и абсолютную температуру; s , w и e — удельные энтропию, энтальпию и внутреннюю энергию; Q и k — мощность внутреннего источника тепла и коэффициент поглощения на единицу объема; χ_r и χ_e — коэффициенты лучистой и молекулярной теплопроводности; B — функция Планка. Все эти термодинамические величины считаются известными функциями p и T .

Среднее по ансамблю обозначается горизонтальной чертой сверху или индексом ноль снизу. Скорость газа v и любая термодинамическая величина $\omega(p, T)$ представляются в виде

$$v = \bar{v} + \xi \quad \text{и} \quad \omega = \omega_0 + \omega_1, \quad (2.1)$$

где

$$\bar{v} = \bar{v}(p_0) \quad \text{и} \quad \omega_0 = \omega(p_0, T_0) \quad (2.2)$$

— массовая скорость газа и среднее значение ω , а ξ и ω_1 — пульсации, удовлетворяющие условиям

$$\bar{\xi} = 0 \quad \text{и} \quad \bar{\omega}_1 = 0. \quad (2.3)$$

В инерциальной прямоугольной системе координат (x_1, x_2, x_3) полные уравнения звездной конвекции, упрощенные в работе [1], можно записать в виде

$$\frac{dv_i}{dt} = -\gamma \frac{\partial v_{0i}}{\partial x_n} \quad (2.4)$$

$$\gamma \frac{dv_{0m}}{dt} = -\gamma \frac{\partial \omega}{\partial x_m} - \frac{\partial p}{\partial x_m} \quad (2.5)$$

$$\gamma_0 T_0 \frac{ds}{dt} = A_0 - \gamma_0(\vec{k}) T_1, \quad (2.6)$$

где

$$A_0 = Q_0 - \frac{\partial}{\partial x_n} \left(\bar{F}_n - x_n \frac{\partial T_0}{\partial x_n} \right), \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{F}_n}{\partial x_n} = 4\pi k_0 \left(B_0 - \int B_r e^{-\gamma_0 \frac{k_r dr}{4\pi r^2}} \right), \quad (2.8)$$

$$\gamma_0(\vec{k}) = 3x_{r0} k_0^2 \left(1 - \frac{k_0}{k} \arccotg \frac{k_0}{k} \right) + x_{c0} \vec{k}^2. \quad (2.9)$$

Здесь $m, n = 1, 2, 3$; t — время; φ — гравитационный потенциал; $\bar{F}_n$ — средний лучистый поток энергии; τ_0 — средняя оптическая толщина расстояния r между фиксированной точкой x и текущей точкой x' ; dr — элемент объема. При упрощении правой стороны уравнения энергии (2.6) турбулентные пульсации температуры представлялись суперпозицией пространственных фурье-гармоник с одним и тем же волновым числом $\vec{k}$ (см. (6.3) 1). Такую аппроксимацию мы отнесем к приближению теории пути перемешивания, считая $\vec{k}$ локальной характеристикой турбулентности.

Соответствующие (2.4) — (2.6) осредненные по ансамблю уравнения в работе [1] имеют вид

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 u_n), \quad (2.10)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u_n}{\partial t} + u_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \right) = - \left(\rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_n} + \frac{\partial p_0}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial x_n} \overline{\rho_0^2 s_1} \right), \quad (2.11)$$

$$\gamma_0 T_0 \left(\frac{\partial s_0}{\partial t} + u_n \frac{\partial s_0}{\partial x_n} \right) = A_0 - \frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_0 T_0 \overline{\gamma_0 s_1}). \quad (2.12)$$

Здесь искомыми неизвестными служат величины u , p_0 и T_0 , а дополнительными неизвестными — напряжения Рейнольдса — $\overline{\rho_0^2 s_1}$ и турбулентный поток энтропии $\overline{\gamma_0 s_1}$. Наряду с (2.12) осредненное уравнение энергии было получено в другом виде

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} = A_0 - \frac{\partial \bar{Q}_n}{\partial x_n} + \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (2.13)$$

где

$$E_0 = \rho_0 \left(e_0 + \frac{1}{2} u^2 + \frac{1}{2\rho_0} \overline{\rho_0^2} + \varphi \right) \quad (2.14)$$

— средняя полная энергия газа на единицу объема и

$$\overline{Q_n} = u_n (E_0 + p_0) + \rho_0 \overline{\xi_n w_1} + \frac{1}{2} \overline{\xi_n (\rho \dot{\xi}^2)} + u_n \rho \overline{\xi_n \xi_n} \quad (2.15)$$

— средний конвективный поток энергии. Сюда еще входят дополнительные неизвестные: кинетическая энергия пульсаций $(1/2) \overline{\rho \dot{\xi}^2}$, ее турбулентный поток $(1/2) \overline{\xi_n (\rho \dot{\xi}^2)}$ и турбулентный поток энтальпии $\overline{\xi_n w_1}$.

3. *Турбулентные потоки энергии.* Сначала выразим в терминах p_0 и T_0 дополнительные неизвестные $\overline{\xi_n w_1}$, $\overline{\xi_n s_1}$ и $(1/2) \overline{\xi_n (\rho \dot{\xi}^2)}$. Поскольку из соотношений (2.7) и (2.19) в квазилинейном приближении следует

$$w_1 = T_0 s_1 + p_1 / \rho_0, \quad (3.1)$$

то $\overline{\xi_n w_1}$ сводится к моментам $\overline{\xi_n s_1}$ и $\overline{\xi_n p_1}$.

Для решения этой задачи воспользуемся полуэмпирической теорией турбулентности — обобщенной теорией пути перемешивания Васютинского [2]. Вкратце ее суть такова. Средние типа $\overline{\xi_n s_1}$ находятся осреднением по разным частицам (пульсациям) в один и тот же текущий момент времени t : $(\xi_n s_1)_i \neq 0$. С другой стороны, для каждой i -той частицы можно найти такой свой предыдущий момент времени $t = H_i(t)$, что осреднение $\overline{\xi_n s_1}$ по разным частицам, взятым в эти разнесенные предыдущие моменты времени, дает нуль: $(\xi_n s_1)_i - u_i(t) = 0$. Интегрируя лагранжевы производные сомножителей по времени от $t = H_i(t)$ до t , можно найти для каждой частицы изменение ξ_n и s_1 за время $H_i(t)$, а затем разность $(\xi_n s_1)_i - (\xi_n s_1)_i - u_i(t)$. Последующим осреднением этих разностей по всем i -тым частицам находят искомые средние

$$\overline{\xi_n s_1} = (\overline{\xi_n s_1})_i - (\overline{\xi_n s_1})_i - u_i(t).$$

Предполагается, что время запаздывания $H_i(t)$ можно выбрать одним и тем же для $n = 1, 2, 3$ и достаточно малым, чтобы лагранжевы производные сомножителей не сильно менялись за это время. Переходя от разных i -тых частиц к их координатам, получают время запаздывания как функцию координат и времени $H(x, t)$.

Следуя этой теории, перейдем к лагранжеву описанию движения, когда величины ξ_n , s_1 , p_1 и т. д. для фиксированной частицы среды являются функциями только времени t . Вместо интегрирования лагранжевых производных по времени от t_0 до $t = t_0 + H$, как это делал Васютинский, мы будем разлагать эти величины в ряды по H , оставляя в них только линейные члены разложения:

$$\xi_n(t) \equiv \xi_n(t_* + \Theta) = \xi_n(t_*) + \left. \frac{d\xi_n}{dt} \right|_{t_*} \Theta, \quad (3.2)$$

$$s_1(t_*) \equiv s_1(t - \Theta) = s_1(t) - \left. \frac{ds_1}{dt} \right|_t \Theta, \quad (3.3)$$

$$p_1(t_*) \equiv p_1(t - \Theta) = p_1(t) - \left. \frac{dp_1}{dt} \right|_t \Theta. \quad (3.4)$$

В отличие от Васютинского мы будем брать точные значения лагранжевых производных $d\xi_n/dt$ и ds_1/dt , которые найдем вычитанием полных и средних уравнений движения (2.5), (2.11) и энергии (2.6), (2.12):

$$\begin{aligned} \frac{d\xi_n}{dt} &= \frac{dv_n}{dt} - \frac{du_n}{dt} = \frac{dv_n}{dt} - \left(\frac{\partial u_n}{\partial t} + v_q \frac{\partial u_n}{\partial x_q} \right) = \\ &= -\xi_q \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial_1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x_n} - \frac{\partial p_1}{\partial x_n} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\rho_1 \xi_n \xi_q}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{ds_1}{dt} &= \frac{ds}{dt} - \frac{ds_0}{dt} = \frac{ds}{dt} - \left(\frac{\partial s_0}{\partial t} + v_q \frac{\partial s_0}{\partial x_q} \right) = \\ &= -\xi_q \frac{\partial s_0}{\partial x_q} - \frac{\gamma_0}{\rho_0} \frac{T_1}{T_0} + \frac{1}{\rho_0 T_0} \frac{\partial}{\partial x_q} (\rho_0 T_0 \xi_q s_1), \quad (q = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (3.6)$$

В последнем равенстве благодаря квазилинейному приближению можно вынести $\rho_0 T_0$ как постоянную за знак производной и подставить T_1/T_0 из соотношения (см. (4.10) 1)

$$s_1 = \frac{c_p}{T_0} (T_1 - \gamma_0 p_1), \quad (3.7)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении и

$$\gamma = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = - \frac{1}{c_p \rho} \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_p \quad (3.8)$$

— известная функция ρ и T . Тогда

$$\frac{ds_1}{dt} = -\xi_q \frac{\partial s_0}{\partial x_q} - \frac{\gamma_0}{c_p \rho_0} s_1 - \frac{\gamma_0 \gamma_0}{\rho_0 T_0} p_1 + \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\xi_q s_1}. \quad (3.9)$$

Вводя (3.5) и (3.9) в разложения (3.2) и (3.3), получим

$$\xi_n - \frac{1}{\rho_0} \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\rho_1 \xi_n \xi_q} = \xi_n^* - \xi_q^* \Theta \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \frac{1}{\rho_0} \Theta \left(\frac{\partial_1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x_n} - \frac{\partial p_1}{\partial x_n} \right), \quad (3.10)$$

$$\left(1 + \frac{\gamma_n}{c_p \rho_0} \Theta\right) s_1 + \xi_q \Theta \frac{\partial s_0}{\partial x_q} + \frac{\gamma_0 \bar{\epsilon}_0}{\rho_0 T_0} \Theta p_1 - \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \bar{\xi}_q s_1 = \dot{s}_1, \quad (3.11)$$

где величины со звездочкой относятся к моменту t_0 . Разложение же (3.4) представим в виде

$$p_1 - \dot{p}_1 = p_1^*, \quad (3.12)$$

где ввели изменение избытка давления частицы вдоль ее пути перемешивания

$$\dot{p}_1 = \frac{dp_1}{dt} \Theta. \quad (3.13)$$

Теперь умножим левые и правые стороны равенств (3.11) и (3.12) соответственно на левую и правую сторону (3.10), опуская члены порядка малости λ^2 , Θ^2 и выше, где λ — параметр малости относительных пульсаций термодинамических величин (см. (3.8) 1). Последующее осреднение полученных равенств дает

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{\gamma_0}{c_p \rho_0} \Theta\right) \bar{\xi}_n s_1 + \bar{\xi}_n \bar{\xi}_q \Theta \frac{\partial s_0}{\partial x_q} + \frac{\gamma_0 \bar{\epsilon}_0}{\rho_0 T_0} \bar{\xi}_n \bar{p}_1 \Theta - \bar{\xi}_n \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \bar{\xi}_q s_1 + \\ + \frac{1}{\rho_0} s_1 \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \bar{\rho} \bar{\xi}_n \bar{\xi}_q = \bar{\xi}_n^* s_1^* - \bar{\xi}_q^* s_1^* \Theta \frac{\partial u_n}{\partial x_q}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\bar{\xi}_n p_1 - \bar{\xi}_n \dot{p}_1 = \frac{1}{\rho_0} \bar{p}_1 \Theta \frac{\partial}{\partial x_p} \bar{\rho} \bar{\xi}_n \bar{\xi}_q = \bar{\xi}_n^* p_1^* - \bar{\xi}_q^* p_1^* \Theta \frac{\partial u_n}{\partial x_q}. \quad (3.15)$$

Здесь в членах порядка малости $\lambda \Theta$ в силу знакопостоянства $\Theta \geq 0$ без существенной погрешности можно положить

$$\bar{\xi}_n \omega_1 \Theta = \bar{\xi}_n^* \omega_1 \Theta_0, \quad \bar{\xi}_q^* \omega_1^* \Theta = \bar{\xi}_q^* \omega_1^* \Theta_0, \quad (3.16)$$

$$\bar{\xi}_n^* \Theta = \bar{r}_n = 0, \quad \bar{\omega}_1 \Theta = 0, \quad (3.17)$$

где ω — любая термодинамическая величина и

$$r = \xi \Theta \quad (3.18)$$

— путь перемешивания частицы за время Θ в локальной системе координат, движущейся со скоростью u . Кроме того, согласно основному постулату теории Васютинского, можно выбрать такие времена запаздывания

$\Theta = \bar{\Theta}(x, t)$ и $\Theta = \bar{\Theta}(x, t)$, при которых

$$\bar{\xi}_n^* s_1^* = 0 \quad \text{и} \quad \bar{\xi}_n^* p_1^* = 0 \quad (3.19)$$

соответственно. Тогда равенства (3.14) и (3.15) дают

$$\left(1 + \frac{\gamma_0}{c_{p_0} \gamma_0} \bar{\eta}_0\right) \overline{\xi_n s_1} = - \overline{\xi_n \xi_s} \bar{\eta}_0 \frac{\partial s_0}{\partial x_s} - \frac{\gamma_0 \bar{\eta}_0}{\rho_0 T_0} \bar{\eta}_0 \overline{\xi_n p_1}, \quad (3.20)$$

$$\overline{\xi_n p_1} = \overline{\xi_n \delta p_1}. \quad (3.21)$$

Далее, следуя Васютинскому, предположим, что корреляция пульсации скорости ξ_n с величинами δp_1 и $(\rho_1^2 - \bar{\rho}^2)$ существенно меньше, например, ее корреляции с s_1 , и что с точностью квазилинейного приближения и теории пути перемешивания

$$\overline{\xi_n \delta p_1} = 0 \quad \text{и} \quad \overline{\xi_n (\rho_1^2 - \bar{\rho}^2)} = 0. \quad (3.22)$$

В самом деле, знак и величина избытка энтропии s_1 частицы газа должны существенно зависеть от направления и быстроты ее перемещения в среде с $\nabla s_0 \neq 0$. В то же время изменение избытка давления частицы δp_1 определяется, в первую очередь, случайным распределением пульсации скорости $\xi(x, t)$ в окрестности частицы. Поэтому δp_1 слабо связано со скоростью самой частицы. Аналогично поведение и величины $(\rho_1^2 - \bar{\rho}^2)$. Благодаря случайному характеру взаимодействия пульсаций вероятность смещения более энергичных частиц и менее энергичных частиц в любом заданном направлении примерно одинакова. Некоторое нарушение такого равновесия может внести градиент $\nabla \rho_1^2 \neq 0$. При этом можно предположить линейную зависимость второй величины (3.22) от производных $\partial \rho_1^2 / \partial x_q$. Однако таким вкладом мы будем пренебрегать.

Из соотношений (3.21) и (3.22) с учетом (2.3) найдем

$$\overline{\xi_n p_1} = 0, \quad (3.23)$$

$$\frac{1}{2} \overline{\xi_n (\rho_1^2)} = \frac{1}{2} (\rho_1^2) \bar{\xi}_n = - \frac{1}{2} (\rho_1^2) \frac{\rho_1}{\rho_0} \bar{\xi}_n. \quad (3.24)$$

В последнем равенстве благодаря квазилинейному приближению можно заменить ρ на ρ_0 и ввести ρ_1/ρ_0 из соотношения (см. (3.11)1)

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = -\alpha_0 \frac{T_1}{T_0} + \beta_0 \frac{p_1}{p_0}, \quad (3.25)$$

где

$$\alpha_0 = - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_p, \quad \beta_0 = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln p} \right)_T. \quad (3.26)$$

Тогда в силу (3.23) равенства (3.24) и (3.20) дают

$$\frac{1}{2} \overline{\dot{\varepsilon}_n (\dot{\varepsilon}^2)} = \frac{1}{2} \frac{c_p \rho_0}{T_0} (\overline{\dot{\varepsilon}^2}) \overline{\varepsilon_n T_1}, \quad (3.27)$$

$$\overline{\varepsilon_n \dot{\varepsilon}_1} = -\omega_0 K_{nq} \frac{\partial \overline{\varepsilon_1}}{\partial x_q}, \quad (3.28)$$

где

$$K_{nq} = \overline{\varepsilon_n \dot{\varepsilon}_q \Theta} \quad (3.29)$$

— коэффициенты турбулентной диффузии, образующие симметричный тензор второго ранга, и

$$\omega_0 = (1 + \overline{\Theta_0}/t_0)^{-1} \quad (3.30)$$

— множитель, учитывающий теплообмен пульсаций. Величина

$$t_0 = c_p \rho_0 / \gamma_0 (k) \quad (3.31)$$

является временем затухания температурных возмущений с волновым числом k за счет лучистой и молекулярной теплопроводности (сравни [5]). Согласно (3.30) $\omega_0 \rightarrow 0$ при $\overline{\Theta_0}/t_0 \rightarrow \infty$ и $\omega_0 \rightarrow 1$ при $\overline{\Theta_0}/t_0 \rightarrow 0$. Это следует и из физических соображений. С ростом времени жизни турбулентных пульсаций по сравнению со временем их теплового затухания должен возрасти их теплообмен и убывать турбулентный теплоперенос. При $\omega_0 = 1$ соотношение (3.28) аналогично формуле для турбулентного потока примеси, формально предложенной Мониним [4 и 6, § 6].

Наконец, учитывая соотношения квазилинейного приближения (3.1), (3.7) и

$$\frac{\partial \dot{\varepsilon}_0}{\partial x_n} = \frac{c_p}{T_0} \left(\frac{\partial T_1}{\partial x_n} - \gamma_0 \frac{\partial p_0}{\partial x_n} \right) \quad (3.32)$$

(см. (4.9) 1), а также равенства (3.23) и (3.28), получим следующее выражение для турбулентного потока тепла:

$$\gamma_0 \overline{\varepsilon_n w_1} = \gamma_0 T_0 \overline{\varepsilon_n \dot{\varepsilon}_1} = c_p \rho_0 \overline{\dot{\varepsilon}_n T_1} = -c_p \rho_0 \omega_0 K_{nq} \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_q} - \gamma_0 \frac{\partial p_0}{\partial x_q} \right). \quad (3.33)$$

При $\omega_0 = 1$ это выражение совпадает с формулой для турбулентного потока тепла, предложенной Васютинским [2, § 2.5]. Турбулентный поток кинетической энергии пульсаций находится подстановкой $\overline{\varepsilon_n T_1}$ из (3.33) в (3.27).

4. *Напряжения Рейнольдса.* Выразим теперь в терминах средней скорости u турбулентные напряжения Рейнольдса — $\overline{\rho \xi_m \xi_n}$. Сначала мы получим для них выражение, обобщая на сжимаемую среду феноменологический вывод Монина [3, 4 и 6, § 6] для несжимаемой жидкости. А именно, согласно уравнению (2.11), величины $\overline{\rho \xi_m \xi_n}$ имеют смысл тензора напряжений, определяющего вектор напряжения или силу

$$p_n^y = \overline{\rho \xi_m \xi_n} \chi_m, \quad (4.1)$$

с которой турбулентные пульсации действуют на единичную площадку выделенного в среде элемента поверхности с нормалью χ . Пусть среднее движение газа отсутствует или носит характер движения твердого тела, то есть не сопровождается относительными перемещениями его частей. Тогда, обобщая закон Паскаля, естественно предположить, что вектор напряжения (4.1) направлен по нормали к элементу поверхности и не зависит от его ориентации:

$$p_n^y = a \chi_n = a \delta_{mn} \chi_m, \quad (4.2)$$

где a — скаляр, δ_{mn} — тензор Кронекера. Отсюда

$$\overline{\rho \xi_m \xi_n} = a \delta_{mn}, \quad (4.3)$$

а из условия свертки этого изотропного тензора

$$a = \frac{1}{3} \overline{\rho \xi^2}. \quad (4.4)$$

Если же среднее движение газа сопровождается относительными перемещениями его частей, то напряжения Рейнольдса должны еще выполнять роль, аналогичную роли молекулярных вязких напряжений σ_{mn} при обычных движениях газа (см. (2.2) 1). Тогда, повторяя дословно рассуждения Ландау и Лифшица [7, § 15], можно предположить линейную зависимость тензора $\overline{\rho \xi_m \xi_n}$ от тензора скоростей деформации

$$D_{pq} = \frac{\partial u_p}{\partial x_q} + \frac{\partial u_q}{\partial x_p} \quad (p, q = 1, 2, 3). \quad (4.5)$$

Учитывая еще (4.3), будем иметь

$$\overline{\rho \xi_m \xi_n} = a \delta_{mn} - \eta_{mn pq} D_{pq}, \quad (4.6)$$

где $\eta_{mn pq}$ — коэффициенты турбулентной динамической вязкости, образующие тензор четвертого ранга, симметричный по индексам m, n и p, q в силу симметрии тензоров $\overline{\rho \xi_m \xi_n}$ и D_{pq} .

Выражение (4.6) само по себе является малосодержательным, так как вместо неизвестных $\overline{\rho \hat{\epsilon}_{mn}}$ вводит много большее число неизвестных γ_{mnpq} . Исходя из аналогии с молекулярной вязкостью и используя тензор масштабов турбулентности второго ранга. Монин предположил, что тензор γ_{mnpq} является вырожденным

$$\gamma_{mnpq} = \frac{1}{2} (\gamma_{mq} \delta_{np} + \gamma_{np} \delta_{mq}) \quad (4.7)$$

и для несжимаемой жидкости

$$\overline{\rho \hat{\epsilon}_{mn}} = \frac{1}{3} \overline{\rho \hat{\epsilon}_{mm}} - \frac{1}{2} (\gamma_{mq} D_{nn} + \gamma_{np} D_{mm}). \quad (4.8)$$

Если же учесть, что тензор γ_{mnpq} должен быть симметричным не только по индексам m и n , но также по индексам p и q , то в рамках гипотезы Монина вместо (4.7) следует положить

$$\gamma_{mnpq} = \frac{1}{4} [\gamma_{mp} \delta_{nq} + \gamma_{mq} \delta_{np} + \gamma_{np} \delta_{mq} + \gamma_{nq} \delta_{mp} + b (\gamma_{mn} + \gamma_{pq}) \delta_{pq}], \quad (4.9)$$

где b — скаляр. Тогда (4.6) дает

$$\overline{\rho \hat{\epsilon}_{mn}} = a \delta_{mn} - \frac{1}{2} (\gamma_{mq} \Phi_{nn} + \gamma_{np} \Phi_{mm}), \quad (4.10)$$

где

$$\Phi_{pq} = D_{pq} + b \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{pq} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (4.11)$$

— симметричный тензор второго ранга. Для несжимаемой жидкости, когда $\rho = \rho_0$ и $\partial u_i / \partial x_i = 0$, выражение (4.10) принимает вид (4.8). Свертка (4.10) по индексам m и n дает уравнение $\gamma_{npq} \Phi_{nn} = 0$ или

$$b \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = - \frac{\gamma_{ij}}{\gamma_{ii}} D_{jj} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (4.12)$$

для нахождения скаляра b по заданным γ_{ij} . Благодаря (4.12) выражение (4.11) принимает вид

$$\Phi_{pq} = D_{pq} - \delta_{pq} \frac{\gamma_{jj}}{\gamma_{ii}} D_{jj}. \quad (4.13)$$

Чтобы установить структуру коэффициентов турбулентной вязкости η_{pq} , подобную (3.29), получим теперь выражение для напряжений Рей-

нольдса, используя теорию Васютинского [2]. Отметим, что сам Васютинский получил для них выражения в сферических координатах применительно к глобальным движениям в звездах и в атмосферах планет. Мы же будем использовать декартовы координаты и технику раздела 3 данной работы. При этом будет установлено, что теория Васютинского дает однозначное представление напряжений Рейнольдса только для несжимаемой жидкости. К этому случаю и относятся напряжения Рейнольдса в форме Васютинского [2, § 3, 1], используемые в работах по меридиональной циркуляции и дифференциальному вращению звезд (см. [8, 9]).

Итак, перейдем к лагранжеву описанию движения и запишем следующие разложения по Θ , оставляя в них только линейные члены:

$$\rho(t_0) \equiv \rho(t - \Theta) = \rho(t) - \frac{d\rho}{dt} \bigg|_t \Theta, \quad (4.14)$$

$$\dot{\xi}_n(t_0) \equiv \dot{\xi}_n(t - \Theta) = \dot{\xi}_n(t) - \frac{d\dot{\xi}_n}{dt} \bigg|_t \Theta, \quad (4.15)$$

Вводя сюда лагранжевы производные (2.4) и (3.5), получим

$$\rho^* = \rho + \rho \Theta \frac{\partial u_q}{\partial x_q} + \rho \Theta \frac{\partial \dot{\xi}_q}{\partial x_q}, \quad (4.16)$$

$$\dot{\xi}_n^* = \dot{\xi}_n + \dot{\xi}_q \Theta \frac{\partial u_n}{\partial x_q} - \frac{1}{\rho} \Theta \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x_n} - \frac{\partial p_1}{\partial x_n} \right) - \frac{1}{\rho_0} \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\rho_1 \dot{\xi}_n \dot{\xi}_q}, \quad (4.17)$$

Используя эти выражения, легко найдем без малых $O(\Theta^2)$

$$\begin{aligned} \overline{\rho^* \dot{\xi}_m^* \dot{\xi}_n^*} &= \overline{\rho \dot{\xi}_m \dot{\xi}_n} + \overline{\rho_1 \dot{\xi}_m \dot{\xi}_n \Theta} \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \overline{\rho_1 \dot{\xi}_n \dot{\xi}_m \Theta} \frac{\partial u_m}{\partial x_q} + \overline{\rho \dot{\xi}_m \dot{\xi}_n \Theta} \frac{\partial u_q}{\partial x_q} + \\ &+ \left(\overline{\dot{\xi}_m \Theta \frac{\partial p_1}{\partial x_n}} + \overline{\dot{\xi}_n \Theta \frac{\partial p_1}{\partial x_m}} \right) - \frac{1}{\rho_0} \left(\overline{\rho_1 \dot{\xi}_m \Theta \frac{\partial p_0}{\partial x_n}} + \overline{\rho_1 \dot{\xi}_n \Theta \frac{\partial p_0}{\partial x_m}} \right) - \\ &- \frac{1}{\rho_0} \left(\overline{\rho_1 \dot{\xi}_m \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\rho_1 \dot{\xi}_n \dot{\xi}_q}} + \overline{\rho_1 \dot{\xi}_n \Theta \frac{\partial}{\partial x_q} \overline{\rho_1 \dot{\xi}_m \dot{\xi}_q}} \right) + \overline{\rho_1 \dot{\xi}_m \dot{\xi}_n \Theta \frac{\partial \dot{\xi}_q}{\partial x_q}}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Согласно основному постулату теории Васютинского можно выбрать такое время запаздывания $\Theta(x, t)$, при котором

$$\overline{\rho^* \dot{\xi}_m^* \dot{\xi}_n^*} = 0 \quad (m \neq n). \quad (4.19)$$

Кроме того, с точностью приближения (4.10) напряжения Рейнольдса (4.18) должны содержать только член изотропного турбулентного давления и члены с производными от средней скорости. Для этого в выражении (4.18) следует положить с учетом (4.19)

$$\overline{\rho^* \tilde{\varepsilon}_m^* \tilde{\varepsilon}_n^*} = \frac{1}{3} \overline{\rho^* (\tilde{\varepsilon}^*)^2} \delta_{mn} \quad (4.20)$$

и опустить члены порядка малости ν , вводя $\rho = \rho_0 + \rho_1$. После этого следует еще использовать (3.17) и пренебречь несущественной корреляцией $\partial \tilde{\varepsilon}_q / \partial x_q$ с диадой $\tilde{\varepsilon}_m \tilde{\varepsilon}_n$. Тогда найдем

$$\overline{\rho \tilde{\varepsilon}_m \tilde{\varepsilon}_n} = \frac{1}{3} \overline{\rho^* (\tilde{\varepsilon}^*)^2} \delta_{mn} - \rho_0 \left(\nu_{mq} \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \nu_{nq} \frac{\partial u_m}{\partial x_q} + \nu_{mn} \frac{\partial u_q}{\partial x_q} \right), \quad (4.21)$$

где введены коэффициенты турбулентной кинематической вязкости

$$\nu_{mq} = \overline{\tilde{\varepsilon}_m \tilde{\varepsilon}_q} / H, \quad (4.22)$$

образующие симметричный тензор второго ранга.

Если же, подобно Васютинскому [2, § 3.1], выбрать $H(x, t)$ таким, чтобы вместо (4.19) обращались в нуль величины

$$\overline{\rho \tilde{\varepsilon}_m^* \tilde{\varepsilon}_n^*} = 0 \quad (m \neq n), \quad (4.23)$$

то вместо (4.21) получим выражение

$$\overline{\rho \tilde{\varepsilon}_m \tilde{\varepsilon}_n} = \frac{1}{3} \overline{\rho^* (\tilde{\varepsilon}^*)^2} \delta_{mn} - \rho_0 \left(\nu_{mq} \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \nu_{nq} \frac{\partial u_m}{\partial x_q} \right), \quad (4.24)$$

Отсюда становится ясным, что теория Васютинского дает однозначное представление напряжений Рейнольдса только для несжимаемой жидкости, когда $\rho = \rho^*$ и $\partial u_q / \partial x_q = 0$. С учетом сжимаемости она оставляет неопределенными скалярный множитель изотропного члена и вес дополнительного члена с $\partial u_q / \partial x_q$. Поэтому в общем случае

$$\overline{\rho \tilde{\varepsilon}_m^* \tilde{\varepsilon}_n^*} = c \delta_{mn} - \rho_0 \left(\nu_{mq} \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \nu_{nq} \frac{\partial u_m}{\partial x_q} + d \nu_{mn} \frac{\partial u_q}{\partial x_q} \right), \quad (4.25)$$

где c и d — некоторые скаляры.

Требуя согласия этого выражения с (4.10) при отсутствии сдвигов средней скорости газа ($\partial u_n / \partial x_q = 0$ для всех $n, q = 1, 2, 3$) найдем

$$c = a. \quad (4.26)$$

При этом свертка (4.25) по индексам m и n дает уравнение

$$d \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -2 \frac{\nu_{ij}}{\nu_{ii}} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.27)$$

для нахождения скаляра d по заданным ν_{ij} . Благодаря последним двум равенствам выражение (4.25) принимает вид

$$\overline{\rho_{mn}^2} = \alpha \delta_{mn} - \rho_0 \left(\nu_{mq} \frac{\partial u_n}{\partial x_q} + \nu_{nq} \frac{\partial u_m}{\partial x_q} - 2 \nu_{mn} \nu_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (4.28)$$

Требую согласия (4.28) и (4.10) с (4.13) при средних кубических деформациях газа ($\partial u_n / \partial x_q = 0$ для всех $n \neq q$), найдем искомую связь

$$\nu_{mn} = \rho_0 \nu_{mn}. \quad (4.29)$$

При этом, благодаря симметрии тензора ν_{mn} , правые стороны (4.12) и (4.27) равны, откуда

$$d = b. \quad (4.30)$$

Наконец, пренебрегая несущественной корреляцией ρ_1 и ξ^2 , введем аналогичное (3.17) упрощение

$$\overline{\rho_1 \xi^2} = 0, \quad (4.31)$$

при котором

$$\overline{\rho \xi^2} = \rho_0 \overline{\xi^2}. \quad (4.32)$$

5. Гипотеза изотропности тензоров $K_{\alpha q}$ и $\nu_{\alpha q}$. На начальном этапе изучения турбулентной конвекции в звездах представляется разумным использовать гипотезу изотропности коэффициентов турбулентной диффузии и вязкости:

$$K_{\alpha q} = K \delta_{\alpha q} \text{ и } \nu_{\alpha q} = \nu \delta_{\alpha q}, \quad (5.1)$$

где K и ν — скалярные коэффициенты турбулентной диффузии и вязкости. Такая гипотеза использована, например, для линейного анализа турбулентной конвекции в атмосфере Земли [10] и в звездах [11, 12], а также для расчета ячейковых моделей солнечной грануляции [13, 14]. Такая же гипотеза широко используется геофизиками в работах по динамике мезометеорологических и, в частности, конвективных процессов [15, 16].

С учетом (5.1) свертка тензоров (3.29) и (4.22) дает

$$K = \frac{1}{3} \overline{\xi^2 \Theta} \text{ и } \nu = \frac{1}{3} \overline{\xi^2 \Theta} \quad (5.2)$$

или

$$K = \frac{1}{3} \overline{\xi^2 \Theta}_M \text{ и } \nu = \frac{1}{3} \overline{\xi^2 \Theta}_M, \quad (5.3)$$

где

$$\bar{\Theta}_M = \overline{\xi^2 \Theta} / \bar{\xi}^2 \quad \text{и} \quad \Theta_M = \overline{\xi^2 \Theta} / \bar{\xi}^2 \quad (5.4)$$

— средние взвешенные времена запаздывания по энергии и по импульсу. Близкое к (5.3) выражение для турбулентной вязкости было предложено Филлипсом [17] применительно к турбулентному течению со сдвигом средней скорости.

Благодаря (5.1) выражение (3.33) принимает вид

$$\rho_0 \bar{\xi}_m \bar{\xi}_n = \rho_0 T_0 \bar{\xi}_m \bar{\xi}_n = c_p \rho_0 \bar{\xi}_m \bar{T}_1 = -\rho_0 c_p K_0 \left(\frac{\partial T_0}{\partial x_n} - \gamma_0 \frac{\partial p_0}{\partial x_n} \right), \quad (5.5)$$

где введен коэффициент турбулентной теплопроводности

$$K_0 = \alpha_0 K. \quad (5.6)$$

Аналогичное выражение для турбулентного потока тепла может быть получено путем модификации полуэмпирических теорий Эпика [18] и Витензе [19] и было представлено нами ранее [20].

Введение (5.1) в (4.27) и (4.30) дает $d = b = -2/3$. Тогда выражения (4.10) и (4.25) с учетом (4.4), (4.5), (4.11), (4.26) и (4.32) принимают следующий одинаковый вид:

$$\bar{\rho \xi_m \xi_n} = \frac{1}{3} \rho_0 \bar{\xi}^2 \bar{\xi}_{mn} - \gamma_0 \nu \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_m} - \frac{2}{3} \delta_{mn} \frac{\partial u_q}{\partial x_q} \right). \quad (5.7)$$

Таким образом, вместо 16 дополнительных независимых неизвестных $\bar{\rho \xi_m \xi_n}$, $\bar{\rho \xi^2}$, $\bar{\xi}_n (\rho \xi^2)$, $\bar{\xi}_n \bar{\xi}_1$ и $\bar{\xi}_n \bar{\xi}_1$ (см. раздел 2) мы имеем теперь только 5 — K , ν , $\bar{\xi}^2$, $\bar{\Theta}_0$ и $\bar{k}$ (см. (3.27), (3.30), (3.31), (4.32) и (5.5) — (5.7)).

6. *Дальнейшие упрощения и замыкание системы.* Представим формулы (3.29) и (4.22) с помощью (3.18) в виде

$$K_{nq} = \overline{\tilde{r}_n \tilde{r}_q / \Theta} \quad \text{и} \quad \nu_{nq} = \overline{r_n r_q / \Theta}, \quad (6.1)$$

где $\tilde{r}_n = \xi_n \Theta$ и $r_n = \xi_n \Theta$ — пути перемешивания пульсаций по энергии и по импульсу. Свертка этих тензоров с учетом (5.1) дает

$$K = \frac{1}{3} \overline{r^2 / \Theta} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{1}{3} \overline{r^2 / \Theta}. \quad (6.2)$$

Пренебрегая несущественной корреляцией положительных сомножителей в (5.2) и (6.2), найдем

$$K = \frac{1}{3} \frac{\bar{\xi} \bar{\theta}_0}{\bar{r}^2} \text{ и } \nu = \frac{1}{3} \frac{\bar{\xi} \bar{\theta}_0}{\bar{r}^2} \quad (6.3)$$

$$K = \frac{1}{3} \frac{\bar{\xi}}{\bar{r}^2 \bar{\theta}_0} \text{ и } \nu = \frac{1}{3} \frac{\bar{\xi}}{\bar{r}^2 \bar{\theta}_0},$$

откуда

$$K = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\bar{\xi}}{\bar{r}^2 \bar{\theta}_0}} \text{ и } \nu = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\bar{\xi}}{\bar{r}^2 \bar{\theta}_0}}, \quad (6.4)$$

где $(\bar{\xi})^{1/2}$, $(\bar{r}^2)^{1/2}$ и $(\bar{\theta}_0)^{1/2}$ — среднеквадратичные скорость пульсаций и их пути перемешивания по энергии и по импульсу. Формулы (6.4) аналогичны формуле для молекулярной диффузии или вязкости.

Далее введем безразмерные пути перемешивания

$$\bar{R} = \bar{k} (\bar{r}^2)^{1/2} \text{ и } R = \bar{k} (\bar{r}^2)^{1/2} \quad (6.5)$$

и предположим, что

$$\bar{R} = R = \text{const} = 1/3. \quad (6.6)$$

Ниже будет показано, почему здесь выбрано значение постоянной $1/3$. Согласно (6.3) — (6.6) имеем

$$\bar{r}^2 = \bar{r}^2 = 3 \bar{k}^{-2}, \quad (6.7)$$

$$\bar{\theta}_0 = \theta_0 = (K \bar{k}^2)^{-1}, \quad (6.8)$$

$$K = \nu = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\bar{\xi}}{\bar{r}^2 \bar{\theta}_0}}. \quad (6.9)$$

Вводя (6.7) в (6.9), найдем

$$\bar{\xi} = 3 (K \bar{k})^2, \quad (6.10)$$

а вводя (6.8) в (3.30) и учитывая (3.31) и (2.9), получим

$$\omega_0 = \left[1 + \frac{1}{K} \left| K_{\text{ex}} y \left(\frac{k_c}{k} \right) + K_{\text{ex}} \right| \right]^{-1}, \quad (6.11)$$

где

$$y(x) = 3x^2 (1 - x \arccos x) \quad (6.12)$$

и введены коэффициенты лучистой и молекулярной температуропроводности

$$K_r = \frac{\kappa_{r0}}{c_{p0} \rho_0} \quad \text{и} \quad K_m = \frac{\kappa_{m0}}{c_{p0} \rho_0} \quad (6.13)$$

В (6.12) $y(x) \rightarrow 3x^2$ при $x \rightarrow 0$ и $y(x) \rightarrow 1$ при $x \rightarrow \infty$.

Значение постоянной $\sqrt{3}$ в (6.6) выбрано из следующих соображений. Согласно экспериментальным данным Тэйлора [21] в турбулентном потоке за решеткой с шагом M средний размер вихря равен $l_1 \approx 0.2 M$, а путь перемешивания вихря равен $l_2 = 0.1 M$ (см. также [22]). В наших обозначениях $l_1 = (r^2)^{1/2}$ и $l_2 = \pi/k$ при одной гармонике в разложении (6.3) для пульсаций температуры T_1 . Поэтому в силу (6.5) $\bar{R} = \pi/2$. Мы взяли несколько большее значение $\bar{R} = 1/\sqrt{3}$, чтобы учесть более одной гармоники в разложении (6.3) для T_1 . С другой стороны, значение $\bar{R} = 1/\sqrt{3}$ выбрано потому, что при этом выражение (6.11) в оптически непрозрачном случае дает полученный ранее [20] результат

$$w_0 = \{1 + (K_r + K_m)/K\}^{-1} \quad \text{при} \quad \frac{k_2}{k} \rightarrow \infty. \quad (6.14)$$

Итак, согласно (6.9) — (6.11), мы имеем теперь только два дополнительных неизвестных K и $\bar{k}$. Если они заданы в виде определенных функций x и t , то соотношения (2.2), (4.9), (2.7), (2.8), (5.5) — (5.7) и (6.9) — (6.13) замыкают систему осредненных уравнений (2.10) — (2.12) относительно неизвестных u , ρ_0 и T_0 . Вместо (2.12) можно использовать уравнение (2.13) с (2.14), (2.15), (3.27) и (4.32), а вместо K и $\bar{k}$ — $\bar{\epsilon}^2$ и $\bar{r}^2$.

Простейшим заданием K и $\bar{k}$ служит гипотеза

$$K = \text{const}, \quad \bar{k} = \text{const} \quad (6.15)$$

или в силу (6.9) и (6.10)

$$\nu = K = \text{const}, \quad \bar{\nu} = \text{const}. \quad (6.16)$$

Такая гипотеза лежит в основе большинства геофизических работ по динамике мезомасштабных и крупномасштабных (для горизонтальных направлений) атмосферных процессов [15, 23].

Полученная система осредненных уравнений с замыкающей гипотезой (6.15) была положена в основу приближенной теории упорядоченной конвекции в звездах [24, 25] и апробирована на расчетах ячейковой модели солнечной грануляции [14].

Автор выражает признательность Г. Ф. Ситнику, Э. В. Кононовичу, А. И. Хлыстову, Н. И. Кожевникову за обсуждение работы и полезные замечания, а также с чувством благодарности отмечает внимание к работе, оказанное С. А. Капланом.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

THE STELLAR CONVECTION EQUATIONS. II. THE CLOSED SYSTEMS

V. I. KOVSHOV

The close of the ensemble of the system of average hydrothermodynamics equations, recieved earlier [1] for the turbulent stellar convection description is presented. The expressions for the turbulent streams of the energy and Reynolds' stresses are given in the approximation of turbulence semi-empirical theories of Waslutynski and Monin. The turbulent transfer coefficients are the symmetrical tensors of the second rank. In case of their isotropy they are described by the formula, like Phillips' formula and with the small simplification are analogous to the molecular transfer coefficients.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Ковшов, *Астрофизика*, 15, 319, 1979.
2. J. Waslutynski, *Astrophys. Norv.*, 4, 1946.
3. А. С. Монин, *ДАН СССР*, 75, 621, 1950.
4. А. С. Монин, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 4, 452, 1956.
5. E. A. Spiegel, *Ap. J.*, 126, 202, 1957.
6. А. С. Монин, А. М. Ябло, *Статистическая гидромеханика*, ч. 1, Наука, М., 1965.
7. А. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, Гостехиздат, М., 1953.
8. R. Kippenhahn, *Ap. J.*, 137, 664, 1963.
9. И. М. Яворская, сб. «Межпланетная среда и физика магнитосферы», Наука, М., 1972.
10. A. L. Hales, *Proc. Roy. Soc.*, A151, 624, 1935.
11. Ю. В. Виздиксов, *Конвекция на Солнце и 11-летний цикл*, Наука, Л., 1976.
12. K. H. Bohm, *Convective Modes with Turbulent Viscosity and Conductivity*, Coll. intern. du CNRS, No. 250, Physique des Mouvements Dans les Atmospheres Stellaires, 57, 1976.

13. *R. Van der Borcht*, M. N., 173, 85, 1975.
14. *В. И. Ковшов*, Астрон. цирку., № 965, 1977.
15. *А. М. Гутман*, Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов, Гидрометеониздат, Л., 1969.
16. *С. М. Шмистер*, Физика конвективных облаков, Гидрометсониздат, Л., 1972.
17. *O. M. Phillips*, J. Fluid Mech. 27, 131, 1967.
18. *E. J. Örik*, M. N., 110, 559, 1959.
19. *E. Vitense*, Z. Astrophys., 32, 135, 1953.
20. *В. И. Ковшов*, Астрон. цирку., № 592, 1970.
21. *G. I. Taylor*, Proc. Roy. Soc., A151, 421, 1935.
22. *Г. Шлихтинг*, Теория пограничного слоя, Наука, М., 1969.
23. *С. С. Зилитинкевич, А. С. Монин*, Турбулентность в динамических моделях атмосферы, Наука, Л., 1971.
24. *В. И. Ковшов*, Сообщ. ГАНШ, № 183, 33, 1973.
25. *В. И. Ковшов*, Астрон. ж., (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.355

К ТЕОРИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОТОСКОПЛЕНИЯХ

А. С. ЗИЛЬБЕРГЛЕЙТ, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 12 декабря 1978

Пересмотрена 27 февраля 1979

Исследуется динамическая эволюция газовых протоскоплений, возникающих в метагалактической среде на активной фазе космогонического процесса в результате сверхзвуковых столкновений больших газовых масс. Такие протоскопления представляют собою слои сжатого и разогретого газа, содержащие тангенциальный разрыв и ограниченные распространяющимися от разрыва ударными фронтами. Неустойчивость тангенциального разрыва приводит к турбулизации слоя, а нарушение баротропии при распространении генерируемых разрывом возмущений вызывает появление существенной вихревой компоненты внутренних движений. Построена теория неустойчивости тангенциального разрыва при наличии неоднородности и небаротропности среды. Рассмотрена роль вязкости в процессе разрушения тангенциального разрыва. Показано, что вихревые движения, возникающие в слое — протоскоплении, способны обеспечить быстрое превращение протогалактик, образующихся в результате фрагментации слоя. Обсуждаются возможные наблюдательные следствия завершенного состояния протогалактической среды.

1. Введение. Представление о формировании скоплений галактик в ударных волнах большого масштаба [1] получило в последние годы значительное теоретическое развитие [2—12]. С этой точки зрения хорошо известная по наблюдениям корреляция между морфологией галактик и типом образуемого ими скопления [13] должна, по-видимому, рассматриваться как одно из существенных указаний на характер физических условий в различных областях метагалактической среды в эпоху формирования скоплений. Процессы релаксации в этих системах не могли, скорее всего, зайти слишком далеко, и потому современное состояние скоплений в значительной степени отражает их предысторию. В этом смысле пререгу-

лярный характер распределения и движения галактик в неправильных скоплениях и быстрое вращение многих из населяющих их галактик являются, вероятно, отражением бурного, сильно возбужденного состояния протоскоплений еще на газовой фазе. Состояние же газовых сгущений, из которых образовались правильные скопления, было, вероятно, более спокойным и сглаженным. Можно предполагать, что газодинамические процессы, формировавшие протоскопления, представляли с самого начала какие-то разные, даже крайние возможности в каждом из этих случаев.

Теория сверхзвуковых движений газовых масс [14] действительно допускает две радикально различные возможности. Протоскопления обоих типов формировались в ударных волнах, но сами ударные волны могли иметь различную природу — эволюционную и неэволюционную. Волны первого типа возникают в результате внутренней эволюции непрерывных течений или слабых возмущений; в условиях метагалактической среды они могли бы быть результатом развития гравитационной неустойчивости. Эволюционные ударные волны формируют газовые протоскопления, представляющие собой слои уплотненного и разогретого газа, «блины» [1, 5].

Неэволюционные ударные волны появляются как результат сверхзвуковых столкновений газовых масс, уже в значительной степени обособившихся и изолированных от окружающей их среды. Сами эти газовые массы, «облака», могли быть обязаны происхождением эволюционным процессам. Нелинейные взаимодействия таких сильных возмущений, столкновения «облаков» вели к ряду новых явлений, наиболее важным из которых представляется формирование тангенциального разрыва в зоне контакта газовых масс. В результате образуется — подобно «блину» — слой разогретого и уплотненного газа в обкладках ударных фронтов, но этот слой «заряжен» теперь тангенциальным разрывом. Будучи абсолютно неустойчивым, тангенциальный разрыв неизбежно распадается, образуя турбулентный слой. Можно полагать, что протоскопление, возникшее как турбулентный слой, должно превращаться скорее в клочковатую, иррегулярную систему после своего распада на галактики, сохраняя черты исходного сильно возбужденного состояния: при этом сами галактики должны обладать значительными собственными движениями — как поступательными, так и вращательными [15, 16].

Важно, что неустойчивость тангенциального разрыва в неоднородной и небаротропной среде протоскопления непосредственно ведет к генерации в ней вихревых движений. В настоящей работе строится газодинамическая теория этого процесса. Краткое сообщение по теме работы опубликовано ранее [17].

2. *Неустойчивость тангенциального разрыва в небаротропной среде.* Неустойчивость тангенциального разрыва развивается, как известно [14],

благодаря силам давления. Но так как сами они являются потенциальными, эти силы могут создавать лишь потенциальные движения, и потому в известных примерах неустойчивости тангенциального разрыва возмущения, отходящие от поверхности разрыва, являются безвихревыми.

Однако в условиях газового протоскопления, испытывающего постепенное охлаждение, распределение давления, плотности и температуры таково, что распространение в нем возмущений представляет собой небаротропный процесс: давление в волне не является функцией только плотности. Действительно, уравнение для ротора скорости ∇ ,

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} v = - \operatorname{rot} \frac{p}{\rho} = - \frac{1}{\rho} \operatorname{rot} p, \quad (1)$$

следующее из уравнения Эйлера (в пренебрежении, для простоты, нелинейным членом) имеет нулевую правую часть только при условии, что давление p не зависит ни от чего, кроме плотности ρ . В газовом протоскоплении распределение давления всюду почти одинаково, $p_0 = \text{const}$, а распределение плотности сильно неоднородно, $\rho_0 = \rho_0(x)$ [5]. Поэтому в таких условиях

$$\operatorname{rot} \frac{p}{\rho} \approx - \frac{1}{\rho_0} (\nabla p) \times (\nabla \rho_0) \neq 0. \quad (2)$$

Здесь ∇p , $\nabla \rho$ — колебания давления и плотности в волне. Векторное произведение отлично от нуля, когда волна распространяется не параллельно градиенту «невозмущенной» плотности ρ_0 . При этом теорема Кельвина — Гельмгольца о сохранении вихря (точнее, циркуляции скорости) нарушается и величина ротора скорости является функцией времени.

Задача о неустойчивости тангенциального разрыва в небаротропной среде протоскопления должна, таким образом, учитывать, что в отличие от обычной постановки фигурирующие в ней малые возмущения не являются чисто потенциальными: они содержат также и вихревую компоненту. Мы покажем, что неустойчивость, развивающаяся и здесь благодаря лишь потенциальным силам давления, генерирует и усиливает в равной мере обе компоненты движения — потенциальную и вихревую.

Будем считать, что тангенциальный разрыв находится в обкладках (параллельных) ударных фронтов: давление между ударными фронтами поддерживается стационарным и приблизительно однородным, тогда как плотность возрастает от фронтов к центральной плоскости слоя (см. [5]). Для описания малых возмущений воспользуемся найденным ранее [12] решением (ниже индекс «1» будет относиться к области $x > 0$, индекс «2» — к области $x < 0$, см. рис. 1):

$$\left\{ \begin{aligned} \delta \rho_n(x, y, t) &= A_n \delta_n \left[\sqrt{\frac{\delta_n(0)}{\rho_n(x)}} \exp[i\varphi_n(x, y, t)]; \right. \\ \delta v_n(x, y, t) &= \frac{k}{\omega - kv_n} a_n^2(x) \delta \varphi_n(x, y, t) \rho_n^{-1}(x); \\ \delta u_n(x, y, t) &= -\theta_n(x) a_n^2(x) \delta \varphi_n(x, y, t) \rho_n^{-1}(x); \\ \delta p_n(x, y, t) &= a_n^2(x) \delta \varphi_n(x, y, t); \quad n = 1, 2. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \varphi_1(x, y, t) &= \omega t - ky - \omega \theta_1(x); \\ \varphi_2(x, y, t) &= \omega t - ky + \omega \theta_2(x); \end{aligned} \right. \quad \text{Im } \theta_{1,2} > 0; \quad (4)$$

$$(\omega - kv_n)^2 = a_n^2(x) [k^2 + \omega^2 (\theta_n')^2], \quad n = 1, 2; \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \delta \dot{z}(y, t) &= A \exp[i(\omega t - ky)]; \\ \delta \dot{U}_n(y, t) - \frac{D \delta \dot{z}}{Dt} \Big|_{t=0} &= i(\omega - kv_n) \delta \dot{z}(y, t). \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Здесь $\rho_n(x)$, $p = \text{const}$ — невозмущенные плотность и давление, $a_n(x) = [\gamma p / \rho_n]^{1/2}$ — локальная скорость звука, ω — частота колебаний, k — y -проекция волнового вектора, $\delta \rho_n$, δp_n — возмущение плотности и давления, δu_n , δv_n — x и y — компоненты возмущения скорости, $v_1 = v_t$, $u_2 = 0$, $\delta \dot{z}$ — возмущение фронта разрыва, $\delta \dot{U}_n$ — его скорость, величины $\theta_n(x)$ определяются из дисперсионного уравнения (5) так, что $\theta_n(0) = 0$, A_n , A — амплитуды возмущений, $n = 1, 2$. Решение отвечает высокочастотному приближению:

$$\omega \gg a_n \left(\frac{\partial \theta_n}{\partial x} \right), \quad \omega \gg t_A^{-1},$$

где t_A — характерное время изменения общих гидродинамических параметров протоскопления, близкое к текущему космологическому возрасту.

Условия непрерывности потоков массы, импульса и энергии на поверхности разрыва приводят после исключения из них амплитуд A , A_n , A_2 к соотношению

$$\frac{\omega \theta_1'(0)}{\rho_1(0) (\omega - kv_1)^2} + \frac{\omega \theta_2'(0)}{\rho_2(0) \omega^2} = 0. \quad (7)$$

Равенства (5) и (7) совпадают с соответствующими выражениями для однородной среды [14] с той лишь разницей, что в них входят локальные значения скоростей звука и продольных компонент волновых векторов $\omega \theta_{1,2}'$ на плоскости $x = 0$. По этой причине дисперсионное соотношение

оказывается тем же, что и в обычном случае, и сохраняется условие неустойчивости в форме

$$v_i < [a_1^{23}(0) + a_2^{23}(0)]^{3/2}. \quad (8)$$

Неоднородность среды не затрудняет, как видим, развитие неустойчивости тангенциального разрыва, но приводит вместе с тем к явлению экспоненциального усиления вихря в распространяющихся от разрыва возмущениях:

$$\begin{aligned} \delta \Omega_n(x, y, t) &= |\text{rot } \delta v_n|_z = \frac{k}{\omega} a_n^2(x) \frac{\rho_n'(x)}{\rho_n(x)} \varphi_n(x, y, t) = \\ &= \text{const} \frac{k}{\omega} a_n^2(x) \frac{\rho_n'(x)}{\rho_n(x)} \sqrt{\frac{\bar{v}_n(0)}{\bar{v}_n(x)}} \exp[i\varphi_n(x, y, t)]. \end{aligned} \quad (9)$$

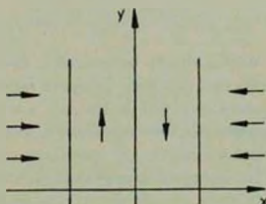


Рис. 1. Динамическая структура слоя, образующегося при неэволюционном сверхзвуковом столкновении газовых масс. Вертикальные линии — ударные фронты; вдоль y имеется тангенциальный разрыв.

Рассмотрение более общей трехмерной задачи показывает, что тангенциальный разрыв и в неоднородной среде является абсолютно неустойчивым. Требуется лишь, чтобы условие (8) выполнялось для величины $v_i \cos \vartheta$, где ϑ — угол между невозмущенной скоростью и проекцией волнового вектора на плоскость $x = 0$ (ср. [18]).

Тангенциальный разрыв содержит в себе завихренность, сосредоточенную (формально) в его плоскости («вихревой лист»). Тем не менее, даже в случае небаротропной среды он питает отходящие от него возмущения не завихренностью, а лишь энергией; вихри появляются в среде из-за небаротропии течения. Так обстоит дело на линейной стадии процесса, когда амплитуда колебаний поверхности разрыва мала (к ней и относятся решение (7)—(9)). Что же касается дальнейшей эволюции разрыва, то она ведет, по-видимому, к полному разрушению этой поверхности и образованию отдельных вихревых ядер.

3. *Вязкая диффузия завихренности.* Фактором, препятствующим развитию неустойчивости тангенциального разрыва, служит вязкость, стремящаяся погасить отходящие от разрыва возмущения. Для возмущения с пространственным масштабом l характерное время вязкого затухания

$$t_v = \frac{l^2}{\nu} \approx \frac{l^2}{l_p a}. \quad (10)$$

Здесь ν — коэффициент вязкости, выражающийся через длину пробега частиц l_p и скорость звука. Так как характерное время роста возмущения в результате неустойчивости пропорционально масштабу,

$$t_i = \omega^{-1} \approx \frac{l}{v_i}, \quad (11)$$

выживающими оказываются возмущения масштабов

$$l > l_c \approx \frac{\nu}{v_i} \approx l_p \frac{a}{v_i}. \quad (12)$$

(Здесь, как и выше, v_i — разность скоростей в тангенциальном разрыве).

Вместе с тем вязкость стремится размыть тангенциальный разрыв в слой конечной (макроскопической) толщины, в котором тангенциальная скорость меняется непрерывно. Она приводит в этом процессе к диффузии завихренности от вихревого листа, к расплыванию ее по прилегающим слоям газа. Теорема Кельвина—Гельмгольца и в этом случае недействительна, так как в ее условие входит отсутствие диссипативных процессов. Вязкая диффузия завихренности характеризуется тем же временем, что и вязкое затухание; расплывание переходного слоя на толщину l происходит за время t_v . В зоне толщины l_c (см. формулу (12)) вокруг поверхности тангенциального разрыва вязкая диффузия завихренности преобладает над гидродинамической неустойчивостью. За характерное гидродинамическое время всего процесса эволюции протоскопления (как отмечалось, это время близко к возрасту мира в эпоху формирования ударных волн) диффузия завихренности охватит зону толщины

$$L_c \approx \sqrt{v l(z_0)} \approx \sqrt{l_p a t(z_0)}. \quad (13)$$

Скорость звука и длина пробега, входящие в формулы (10)—(13), различны в разных местах протоскопления. Тем не менее для оценки можно принять некоторые характерные значения этих величин, относящиеся к основной массе газа в протоскоплении. Скорость звука сразу за фронтом сильной ударной волны близка к скорости набегающего на фронт газа (всего раза в два меньше ее), а последняя определяется исходным движением, формирующим ударную волну, и в свою очередь близка к хабблов-

ской скорости в пространственном масштабе L , соответствующем массе скопления:

$$a \simeq v \simeq v_H \simeq 10^8 \Omega^{1/6} (1 + z_s)^{1/2} M_{15}^{1/3} \text{ см/с}, \quad (14)$$

$$L \simeq (M_p / (z_s))^{1/3} \simeq 10^{24} \Omega^{-1/3} (1 + z_s)^{-1} M_{15}^{1/3} \text{ см} \quad (15)$$

(Ω — космологический параметр плотности, $M_{15} = M/10^{15} M_\odot$). Температура газа, отвечающая скорости звука a ,

$$T \simeq \left(\frac{ma^2}{k} \right) \simeq 10^8 \Omega^{1/3} (1 + z_s) M_{15}^{2/3} \text{ К} \quad (16)$$

(k — постоянная Больцмана, m — масса протона). Теперь можно оценить и длину пробега l_p , считая, что пробег частиц ограничен кулоновскими столкновениями в плазме протоскопления:

$$l_p = (e^2 / m)^{-1} \simeq 10^{24} \Omega^{-1/3} (1 + z_s)^{-1} M_{15}^{4/3} \text{ см}, \quad (17)$$

где

$$\sigma_p = 2\pi (e^2 k T)^{-2} \Lambda$$

— сечение кулоновского рассеяния, $\Lambda = 30$ — кулоновский логарифм, e — заряд электрона.

С помощью (12), (14), (17) находим, что в области с размером l , содержится масса

$$M \simeq \rho l^3 \simeq 10^{11} \alpha^{-3} M_{15}^4 M_\odot. \quad (18)$$

Здесь $\alpha = v/v_i > 1$. Величина M , не зависит ни от Ω , ни от момента формирования ударной волны t , и по порядку величины близка к массе спиральных галактик, подобных нашей Галактике, если, скажем, $M_{15}^4/\alpha \sim 1$. Угловой момент, сосредоточенный в ядре масштаба l ,

$$K \simeq v_i l \simeq 10^{33} \Omega^{-1/6} (1 + z_s)^{-1/2} M_{15}^{2/3} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (19)$$

не зависит от параметра α и сравним с моментом гигантской спиральной галактики, $K_G \sim 10^{30} \text{ см}^2/\text{с}$, если, скажем, $M_{15} > 10^{-2}$.

Что же касается величины L , даваемой формулой (13), то, как следует из (14), (17), она меньше размера протоскопления (который в свою очередь порядка исходного масштаба L , даваемого формулой (15)), если масса протоскопления не слишком велика (ср. [15]):

$$M < M_p = m \Lambda (e^2 / G m^2)^2 \simeq 5 \cdot 10^{16} M_\odot. \quad (20)$$

Величина M_p не зависит ни от каких космологических параметров и вы-

ражается только через фундаментальные константы (и кулоновский логарифм, который очень слабо зависит от параметров плазмы). Массы реальных скоплений удовлетворяют, очевидно, условию (20), и это означает, что для основного объема протоскопления генерация завихренности в гидродинамической неустойчивости существенное вязкой диффузии завихренности от поверхности тангенциального разрыва.

На нелинейной стадии развития неустойчивости, когда наступает разрушение тангенциального разрыва, вязкость служит механизмом перезамыкания вихревых нитей, что и ведет в конечном итоге к обособлению изолированных вихревых ядер.

Заметим, что возмущения, распространяющиеся от тангенциального разрыва, могут достигать ударных фронтов (см. рис. 1) и вызывать их возмущение. Так как рассеивающиеся на фронтах возмущения усиливаются со временем, нарастающими оказываются в этом случае и возмущения фронтов (формулы, связывающие амплитуды падающих волн и возмущений фронта, имеются в работах [22, 11]). В результате весь комплекс, показанный на рис. 1, становится неустойчивым. Вообще любые образования такого рода (к ним относятся и комплексы, возникающие при пересечении ударных фронтов [14]), включающие в себя тангенциальный разрыв, должны быть по этой причине неустойчивыми.

4. Заключение. Итак, существенные характеристики галактик и скоплений появляются в картине бурных гидродинамических движений как прямое следствие физических условий в метагалактической среде на активной фазе космогонического процесса. Многообразие нелинейных гидродинамических явлений в эту эпоху включает в себя и эволюционные и неэволюционные процессы, способные дать начало скоплениям галактик различных типов. Последние, как упоминалось, различаются не только массами, но и общей структурой и морфологией, и кажется возможным сопоставить правильным скоплениям эволюционный, более спокойный способ формирования, а неправильным — неэволюционный, сопровождающийся появлением тангенциальных разрывов. В этом втором случае протоскопление представляет собой вихревой слой, порождаемый, в основном, неустойчивостью тангенциального разрыва, хаотические движения в котором способны обеспечить быстрое вращение будущих галактик.

В рассматриваемой картине завихренность охватывает не всю метагалактическую среду, а сосредоточена в сгущениях вещества — протоскоплениях, созданных ударными волнами. Если в них имеется возможность турбулизации и установления локально изотропного состояния турбулентности, то, вероятно, какие-то следы этого состояния могли бы быть обнаружены в статистических свойствах распределения и движения галактик. Такой вопрос был поставлен еще Вейцзеккером в пионерской работе о турбу-

лентной космогонии [20], но он остается пока без ответа ввиду значительных трудностей, связанных с отбором и обработкой наблюдательного материала.

Кроме того, завихренное состояние среды, из которой формируются галактики, могло бы, вероятно, проявить себя в ориентации вращения спиральных галактик в тесных парах. Действительно, по закону Бернулли, два соседних вихря стремятся сблизиться (давление в среде между ними ниже среднего), если их вращение параллельно, но они стремятся удалиться друг от друга (давление между ними выше среднего), если вращение антипараллельно (рис. 2). По этой причине в тесных парах спиральных галактик можно ожидать преимущественно параллельное вращение. Было бы очень интересно попытаться сопоставить этот вывод теории с эмпирическими данными о тесных парах спиралей.

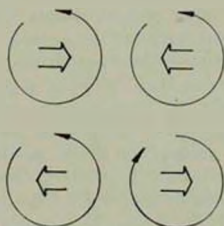


Рис. 2. Взаимодействие вихрей в среде.

Стоит заметить, что альтернативный механизм происхождения вращения галактик — приливное взаимодействие протогалактик [21] — вел бы к преобладанию пар с антипараллельным вращением, так как полный момент пары, складывающийся из спиновых и орбитальных моментов галактик, должен быть в такой схеме равным нулю:

$$S_1 + S_2 + L_1 + L_2 = 0.$$

В частности, проекции спинов на направление, перпендикулярное вектору полного орбитального момента $L = L_1 + L_2$, равны по величине и противоположны по знаку: $S_{1\perp} = -S_{2\perp}$. Вероятно все же примесь спин-спинового взаимодействия в приливном механизме чаще всего не слишком велика $S_1, S_2 \ll S_1, S_2$ и потому эффект преобладания одной ориентации над другой может быть слаб. Что же касается не ориентации моментов вращения, а их амплитуд, то в картине приливного взаимодействия они оказываются, по-видимому, много меньшими наблюдаемых значений [22].

Авторы благодарны В. А. Антонову, Дж. Пиблсу и С. Тремайну за обсуждение вращательных свойств галактик в картине приливного взаимодействия.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

THE THEORY OF GAS DYNAMICAL PROCESSES IN PROTO-CLUSTERS

A. S. SILBERGLEIT, A. D. CHERNIN

Dynamical evolution of gaseous proto-clusters originated due to supersonic collisions of large gaseous masses is studied in the metagalactic medium at the active stage of cosmogonic process. The proto-clusters are the layers of compressed and heated gas with the tangential jump and two shock fronts moving from the jump to the opposite directions. Hydrodynamic instability of the jump initiates turbulisation of gas in the layer, and a vortex component of the internal motions is gained because of non-barotropy in the propagation of the perturbations generated by the jump. A theory of the instability of the tangential jump is developed for non-uniform and non-barotropic media. The role of viscosity is considered for the decay of the jump. The vortex motions in the proto-cluster are shown to be strong enough to give rise to rapid rotation of proto-galaxies formed by fragmentation of the layer. Possible observational consequences of protogalactic eddies are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
2. Я. Б. Зельдович, Н. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
3. Происхождение и эволюция звезд и галактик, под ред. С. Б. Пикельнера, Наука М., 1976.
4. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космогонию*, Наука, М., 1978.
5. Р. А. Сюняев, Я. Б. Зельдович, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
6. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 549, 1973.
7. А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 257, 1973.
8. А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 13, 69, 1977.
9. А. Д. Чернин, *Письма ЖЭТФ*, 11, 317, 1970.
10. А. Г. Дорошкевич, *Astrophys. Lett.*, 14, 11, 1973.
11. А. Д. Чернин, А. С. Зильберштейн, Э. А. Тропп, *Astrophys. Space Sci.*, 43, 175, 1976.
12. А. Л. Громоу, А. С. Зильберштейн, А. Д. Чернин, *Астрон. ж.*, 56, 706, 1979.
13. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Внегалактическая астрономия*, Наука, М., 1972.

14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Физматгиз, М., 1953.
15. А. Д. Чернин, *Astrophys. Lett.*, 19, 95, 1978.
16. А. Д. Чернин, А. С. Зильберштейн, *Astron. Astrophys.*, 69, 119, 1978.
17. А. С. Зильберштейн, А. Д. Чернин, Письма ЖЭТФ, 3, 50, 1978.
18. С. И. Сыроватский, ЖЭТФ, 27, 121, 1954.
19. В. И. Конторович, ЖЭТФ, 33, 1527, 1957.
20. C. F. von Weizsacker, *Ap. J.*, 114, 165, 1951.
21. P. J. E. Peebles, *Ap. J.*, 155, 393, 1969.
22. E. E. Harrison, *M. N.*, 154, 167, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600. II

В мае 1978 г. на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на частотах 2.3, 3.66, 7.7 и 14.4 ГГц были продолжены наблюдения галактик с ультрафиолетовым избытком в излучении. Из списков 4—11 [1, 2] были выбраны 20 галактик, которые проявляют определенные оптические особенности (являются сейфертовскими галактиками, либо объектами типа QSO) или являются уже известными радиоисточниками.

Методы наблюдений описаны в [3]. В качестве опорных источников в настоящей серии наблюдений использовались 3C 286, 3C 161, PKS 1830-21 и NGC 7027. По данным радиоизлучения этих источников были построены калибровочные кривые для перехода от измеренной антенной температуры к плотности потока.

При наблюдениях использовались уточненные координаты галактик Маркаряна [4—6].

Результаты наблюдений. Наиболее полные данные получены на частоте 3.66 ГГц, так как радиометр на этой частоте более чувствителен (флуктуационная чувствительность при времени интегрирования 1 с, $\Delta T \approx 0.017\text{K}$). Результаты наблюдений 20 галактик представлены на этой частоте в табл. 1. Галактика Маркарян 668, с которой отождествили известный радиоисточник OQ 208 [7], зарегистрирована на всех четырех частотах. Данные об этом источнике отдельно обсуждались в нашем сообщении [8]. Переменный радиоисточник Маркарян 348 [3, 9—11] достаточно хорошо регистрировался на частотах 3.66 и 7.7 ГГц. Результаты наблюдений этого источника, совместно с результатами другого переменного источника Маркарян 538 [3, 10, 11], обсуждаются ниже.

Галактики Маркарян 506, 510, 705, 734, 771, 849 и 854 наблюдались методом «скользящего». Значения верхних пределов потоков для них получились 20—25 мЯн. Остальные галактики наблюдались в моменты их прохождения через диаграмму антенны. Усредненные величины верхних пределов потоков в этом случае составляли 30—40 мЯн.

При оценке среднеквадратичной ошибки определения плотности потока в единичном наблюдении учитывалась ошибка, обусловленная шумами системы, а также нестабильностью калибровочного сигнала от шумового генератора.

В столбцах табл. 1 даны: N — порядковый номер галактики в списках Маркаряна; S — усредненная величина плотности потока на частоте 3.66 ГГц в мЯн; D — расстояние до галактики в Мпс. При вычислении постоянной Хаббла принималась 75 км/с Мпс; L_r — радиосветимость в Вт/Гц-ср.

Как видно из таблицы, на частоте 3.66 ГГц, кроме галактик Маркарян 348 и 668, радионизлучение обнаружено также от следующих галактик.

Маркарян 796. Радиисточник по прямому восхождению (α) смещен относительно галактики на $-2^{\circ}5$. Здесь, вероятно, регистрировался радиисточник ОР 173, который согласно [12] отождествлен с этой галактикой. Отметим, что Маркарян 796 является южным компонентом двойной системы. Радиисточник по α ближе к северному компоненту этой системы.

Маркарян 992. Радиисточник по α смещен относительно галактики на $0^{\circ}4$. Вероятно, регистрировался отождествленный с этой галактикой радиисточник В2 0121+31 [12]. Этот радиисточник близок также к галактике Маркарян 991 (смещен по α на $1^{\circ}8$). Однако, согласно нашим данным, ответственной за радионизлучение скорее всего является галактика Маркарян 992.

Маркарян 1032. Радиисточник по α смещен относительно галактики на $3^{\circ}0$. Здесь, вероятно, регистрировался радиисточник В2 0217+32 [12]. По данным работы [13] этот радиисточник в интервале длин волн 6—75 см имеет очень пологую спектральную характеристику, со спектральным индексом -0.39 ± 0.03 . Нетрудно рассчитать, что ожидаемый поток этого источника на частоте 3.66 ГГц (8.2 см) должен составлять примерно 600 мЯн, что хорошо согласуется с нашим результатом.

Переменные радиисточники Маркарян 348 и 538. Согласно [9—11] эти объекты являются переменными радиисточниками. Поэтому, для изучения переменности этих объектов, мы измеряли их радиопотоки двумя сериями наблюдений, в июне 1977 г. [3] и в мае 1978 г. Результаты этих наблюдений для частот 3.66 и 7.7 ГГц приведены в табл. 2. Разные

Таблица 1

N	$S_{3.6}$ (мЯн)	D (Мпс)	$L_{\nu-10^{-21}}$ (Вт/Гц ср)	Тип галактики	Примечание
348	200 ± 40	56	5.7	перемен. сейферт.	
506**	< 20	164	< 4.9	сейферт.	
510***	< 20	—	—	—	
538	70 ± 35	40	1.0	перемен.	
611	< 40	100	< 3.6	сейферт.	
618	< 40	140	< 7.1	сейферт.	
668	2480 ± 160	308	2100	сейферт.	Радиисточник OQ 208
705	25	112	< 2.8	сейферт.	
734	< 25	197	< 8.8	сейферт.	
771	< 20	252	< 11.5	сейферт.	
796	150 ± 30	85.6	9.9	—	Радиисточник (вероятно, OP 173) смещен относительно галактики на $-2^{\circ}5$.
813	< 35	524	< 86.4	QSO	
822	< 35	—	—	—	
849	< 20	316	< 18.0	сейферт.	
854	< 25	—	—	сейферт.	
871	< 35	140	< 6.2	сейферт.	
877	< 30	456	< 56.1	QSO	
991	< 40	144	< 7.5	сейферт.	Радиисточник (вероятно, B2 0121+31) смещен относительно галактики на $-1^{\circ}8$.
992	160 ± 30	2600	9726	QSO	Радиисточник (вероятно, B2 0121+31) смещен относительно галактики на $0^{\circ}4$.
1032	600 ± 60	—	—	сейферт.	Радиисточник (вероятно, B2 0217+32) смещен относительно галактики на $3^{\circ}0$.

* В нашем сообщении [3] в этой графе вместо числа 21 напечатано 24.

** Маркэри 506 ранее наблюдали Р. А. Шрамек и Г. М. Товмасян [9], которые также оценили лишь верхний предел плотности потока.

*** Маркэри 510 впервые наблюдал Дж. Сулентик [10]. Однако, как было отмечено в работе [11], из-за ошибок координат Маркэри 510, Сулентиком в действительности наблюдался другой источник. Наше наблюдение Маркэри 510 подтверждает замечание работы [11].

значения верхних пределов потоков и ошибок измерения обусловлены неодинаковым числом наблюдений источника и частично изменением чувствительности системы в разные периоды наблюдений.

Из приведенных в табл. 2 данных следует, что поток радиоизлучения Маркарян 348 в течение одного года одновременно изменился на двух частотах: уменьшился на 29% и более чем на 48% на частотах 3.66 и 7.7 ГГц соответственно. Отметим, что по результатам работы [14] эта галактика на частоте 23 ГГц показывает переменность радиоизлучения в течение нескольких дней.

Таблица 2

Дата измерения	Радиопотоки (мЯн)		Маркарян 538
	Маркарян 348		
	$S_{3.66}$	$S_{7.7}$	$S_{3.66}$
июнь 1977 г.	280 $\pm$ 40	390 $\pm$ 80	80 $\pm$ 10
май 1978 г.	200 $\pm$ 40	200 $\pm$ 100	70 $\pm$ 35

Недостаточная точность наших измерений за 1978 г. не позволяет судить о поведении источника 538 за период с 1977 г. по 1978 г.

В заключение авторы выражают благодарность наблюдателям и операторам РАТАН-600 за оказанную помощь в наблюдениях, а также Дж. А. Степаняну и В. А. Липовецкому за предоставление результатов оптических спектральных наблюдений до их публикации.

Observations of Markarian Galaxies on the Radio Telescope RATAN-600. The results of a new series of observations of galaxies with ultraviolet continuum carried out on the radio telescope RATAN-600 are presented.

12 июля 1979

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. А. САНАМЯН
Р. А. КАНДАЛЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 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.
3. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 14, 623, 1978.
4. S. D. Peterson, A. J., 78, 811, 1973.
5. G. Kojolan, R. Elliott, H. M. Thomasian, A. J., 83, 1545, 1978.

6. Г. М. Товмасын, Э. Ц. Шахбазян, Р. А. Кандалян, Сообщ. Бюраканской обс. (в печати).
7. J. D. Kraus, B. H. Andrew, *Ap. J.*, 159, L41, 1970.
8. В. А. Самоян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 14, 687, 1978.
9. R. A. Sramek, H. M. Tovmasyan, *Ap. J.*, 207, 715, 1976.
10. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
11. Г. М. Товмасын, Вопросы физики и эволюции Космоса, ред. Л. В. Мирзоян, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1978.
12. R. A. Kandallan, J. A. Stepanian, The Thesis of Report at 11 European Conference of Young Radio Astronomers, Manchester, 1978.
13. I. I. K. Pauliny-Toth, K. J. Kellerman, M. M. Davis, E. B. Fomalont, D. B. Shaffer, *A. J.*, 77, 265, 1972.
14. V. H. McCutchen, P. C. Gregory, *A. J.*, 83, 556, 1978.

УДК 523.035.25

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА—АРО НА ЧАСТОТЕ 3.66 ГГц

Объекты Хербига-Аро (НН) [1] в радиодиапазоне мало изучены. Имеются лишь некоторые сведения об их излучении в линиях межзвездных молекул [2—4], а в непрерывном спектре они почти не исследовались. Между тем, эти объекты имеют ряд пекулярных особенностей в оптическом диапазоне и, вероятно, связаны с областями, где протекают процессы звездообразования [5—7].

В связи с этим в мае 1978 г. на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на частоте 3.66 ГГц нами наблюдались некоторые объекты НН (НН1 и цепочка НН (7, 8, 9, 10, 11), с целью обнаружения их радиоизлучения в непрерывном спектре.

В качестве опорных источников наблюдались PKS 1830—21, 3C 286, 3C 161 и NGC 7027. По данным радиоизлучения этих источников были построены калибровочные кривые, с помощью которых осуществлялся переход от антенной температуры к плотности потока.

Цепочка объектов НН (7, 8, 9, 10, 11) полностью попадает в диаграмму направленности антенны на частоте 3.66 ГГц, однако от нее на уровне шумов радиометра не выделялся сигнал ≥ 80 мЯн.

Объект НН1 наблюдался методом скольжения [8]. В этом случае величина выходного сигнала не превышала 20 мЯн.

С другой стороны, нетрудно оценить ожидаемый поток радиоизлучения от НН1 в предположении, что в нем распределение электронов обладает сферической симметрией и радиоизлучение имеет тепловой характер.

Пусть электронная концентрация $n_e = n_0 = \text{const}$ внутри сферы радиуса R и $n_e = 0$ вне этой сферы. Найдем ту граничную частоту ν_0 , где

происходит переход от оптически толстой области к оптически тонкой, то есть для которой оптическая толщина ионизованного газа $\tau = 1$. Согласно [9] это условие можно записать в следующем виде:

$$2n_0^2 Rf = 1, \quad (1)$$

где $f = 8.235 \cdot 10^{-2} T_e^{-1.35} \nu^{-2.1}$ ($\text{см}^6 \text{нс}^{-1}$), частота ν в ГГц, R — в парсеках. Согласно [6] в HH1 $n_0 = 3.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, электронная температура $T_e = 10\,200 \text{ К}$ и $R = 0.004 \text{ пс}$. Тогда частота, при которой удовлетворяется (1), будет: $\nu_0 \approx 1.7 \text{ ГГц}$.

Плотность потока теплового излучения ионизованного газа в зависимости от частоты имеет следующий вид [9]:

$$S_\nu \sim \begin{cases} \nu^{-0.1} & \text{при } \nu > \nu_0 \\ \nu^2 & \text{при } \nu < \nu_0. \end{cases} \quad (2)$$

Поскольку наши наблюдения выполнялись на $\nu = 3.66 \text{ ГГц}$ намного $> \nu_0$, то для плотности потока можно использовать выражение [9]:

$$S_\nu = g \nu^{-0.1}; \quad g = 21.96 \cdot 10^{16} \pi k R^3 n_0^2 T_e^{-0.35} / c^2 D^2, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, c — скорость света, D — расстояние до облака, равное 500 пс для HH1 [6]. Тогда ожидаемая плотность потока от HH1 на частоте 3.66 ГГц будет: $S_{3.66} \approx 100 \text{ мЯн}$.

Конечно, истинные параметры облака могут отличаться от принятых в расчетной модели. Однако порядок величины излучения не может быть ниже вычисленной величины. Поэтому, даже учитывая возможность больших ошибок в принятых параметрах, можно утверждать, что во всяком случае реальный уровень потока радиоизлучения HH1 не превышает ожидаемый уровень теплового излучения. Возможно, в частности, что принятая электронная температура является завышенной.

На частоте 3.66 ГГц для радиосветимости HH1 получается $L_{3.66} \leq 6 \cdot 10^{18} \text{ эрг/с}$, то есть значение, не превосходящее радиосветимости звезд типа Т Тау [9].

The Observations of Herbig-Haro Objects at 3.66 GHz. The results of the first observations of Herbig-Haro objects (HH1 and the chain HH (7, 8, 9, 10, 11)) at 3.66 GHz carried out on the radio telescope RATAN — 600 are presented.

22 февраля 1979

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. А. КАНДАЛЯН
В. А. САНАМЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, Bull. Lick Obs., 658, 1974.
2. C. J. Lada, C. A. Guttleb, M. M. Litvak, A. E. Lilley, Ap. J., 194, 609, 1974.
3. K. Y. Lo, M. Morris, J. M. Moran, A. D. Huschick, Ap. J., 204, L21, 1976.
4. D. Dickinson, G. Kojolan, S. E. Strom, Ap. J., 191, L93, 1974.
5. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
6. K. Y. Lo, B. F. Burke, A. D. Haschick, Ap. J., 202, 81, 1975.
7. K. H. Bohm, W. A. Stegmund, R. D. Schwartz, Ap. J., 203, 390, 1976.
8. А. Б. Берлин, Н. А. Есепкина, Ю. К. Зверев, А. В. Игуров, Н. А. Кийдановский, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, Л. В. Корнякова, Н. М. Липовки, М. Миняйцев, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, Г. М. Тимофеева, А. Н. Черков, О. Н. Шварис, Письма АЖ, 2, 405, 1976.
9. F. M. Oflon, Ph. D. Thesis, Univ. Leiden, 1977.

УДК 523.821

ФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ ТИПОВ В ДИАПАЗОНЕ 1.47—2.39 МКМ

С помощью инфракрасного фотометра, описанного ранее [1], в Бюрянской астрофизической обсерватории за время с сентября 1978 г. по март 1979 г. были выполнены измерения инфракрасного излучения некоторых эмиссионных звезд поздних типов. Для изучения были отобраны звезды с сильным инфракрасным излучением в диапазоне 1—2 мкм, инфракрасные спектры которых содержат детали, обусловленные ненаблюдаемыми в оптическом диапазоне молекулами.

Список звезд, включенных в программу наблюдений, приводится в табл. 1. Методика наблюдений и использованные фильтры те же, что и в [1]. В качестве стандарта принята звезда ϵ Cyg (K0 III). Измеренные цвета $\{I\} - [1.54] - \{I\} - [1.54]_{\text{Cyg}}$, исправленные за атмосферное поглощение, приводятся в табл. 2 и на рис. 1. В табл. 3, а также на рис. 1 приводятся цвета исследованных звезд, рассчитанные при предположении, что их излучение происходит по планковскому закону с некоторой цветовой температурой T_c , соответствующей их спектральному классу.

В результате выполненных наблюдений можно отметить следующее:

а) Во всех исследованных звездах видны характерные для гигантов класса M [2] полосы поглощения водяного пара в области длин волн 1.4 и (или) 1.9 мкм.

б) Во всех включенных в программу наблюдений звездах, кроме R Ari, наблюдается влияние полосы поглощения CO на интенсивность излучения на длине волны 2.39 мкм. Наибольшее отношение интенсивности поглощения в полосах CO к H₂O наблюдается у R Cyg. Это звезда с при-

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Sp	Тип пере- менности	m_V	Период d	Дата наблюдений	Фаза
T Cep	M5e—M9e	M	5.4—11.0	387.79	15/16.09.78	0.03
W Cyg	M4e—M6	SRb	6.8—08.9	130.85	19/20.09.78	0.02
R Ari	M3e—M6	M	7.5—13.7	186.60	19/20.09.78	0.05
R Cyg	S3.9e—S6.8e	M	6.5—14.2	426.35	20/21.09.78	0.12
R Del	M5e—M6e	M	7.6—13.7	284.88	22/23.09.78	0.98
T And	M3e—M4e	M	7.7—14.3	280.19	22/23.09.78	0.13
R Leo	M6.5e—M9e	M	4.4—11.3	312.57	15/16.03.79	0.15

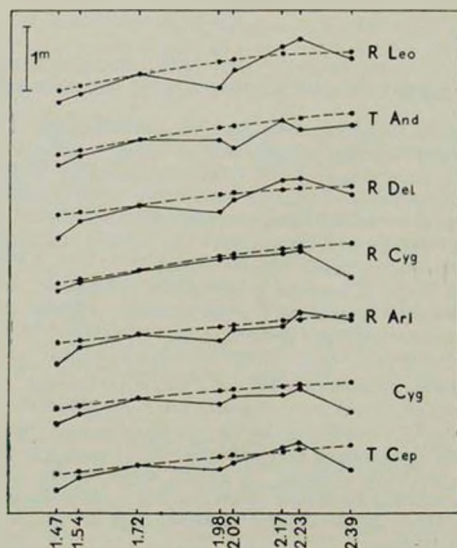


Рис. 1. Измеренные (точки) и рассчитанные (пунктирная линия) цвета $[[\lambda] - [1.72]] - [[\lambda] - [1.72]]_{\text{Cyg}}$ исследованных звезд. Среднеквадратичная ошибка одного измерения составляет 0.05.

Таблица 2

ЦВЕТА $\{[r]-[1.54] - [r]-[1.54]\}_{\text{Cyg}}$

Звезда	$\lambda_{\text{нм}}$								
		1.47	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
T Cep		0.22	-0.20	-0.35	-0.13	-0.23	-0.45	-0.55	-0.17
W Cyg		0.13	-0.27	-0.29	-0.20	-0.33	-0.35	-0.45	-0.10
R Ari		0.28	-0.15	-0.15	-0.10	-0.26	-0.32	-0.49	-0.46
R Cyg		0.19	-0.14	—	-0.34	-0.42	-0.43	-0.52	-0.06
R Del		0.29	-0.25	-0.15	-0.15	-0.32	-0.61	-0.64	-0.42
T And		0.18	-0.31	0.08	-0.32	-0.17	-0.60	-0.47	-0.53
R Leo		0.14	-0.30	—	-0.13	-0.40	-0.74	-0.84	-0.57

знаками S звезды и с повышенным отношением содержания C/O. Значительные различия в отношении интенсивностей полос поглощения CO и H₂O отчасти могут быть обусловлены различными условиями возбуждения, а отчасти — различиями в химическом составе. В частности, для звезды с нормальным химическим составом, то есть $[C/O] < 1$, можно положить:

$$[C/O] \approx \frac{P(\text{CO})}{P(\text{O}) + P(\text{CO})}, \quad (1)$$

где P — соответствующие парциальные давления. Из этого следует, что

$$P(\text{CO}) \approx \frac{[C/O]}{1 - [C/O]} \cdot P(\text{O}). \quad (2)$$

Таблица 3

РАССЧИТАННЫЕ ЦВЕТА $\{[r]-[1.54] - [r]-[1.54]\}_{\text{Cyg}}$

Звезда	$\lambda_{\text{нм}}$								
		1.47	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
T Cep		0.06	-0.13	-0.14	-0.27	-0.29	-0.34	-0.37	-0.41
W Cyg		0.06	-0.12	-0.13	-0.25	-0.26	-0.31	-0.34	-0.37
R Ari		0.05	-0.10	-0.12	-0.22	-0.23	-0.28	-0.30	-0.34
R Cyg		0.07	-0.17	-0.19	-0.35	-0.34	-0.45	-0.48	-0.55
R Del		0.06	-0.13	-0.14	-0.27	-0.29	-0.34	-0.37	-0.41
T And		0.07	-0.17	-0.19	-0.35	-0.38	-0.45	-0.48	-0.55
R Leo		0.03	-0.19	-0.21	-0.39	-0.42	-0.50	-0.53	-0.60

С другой стороны, из условия диссоциативного равновесия находим:

$$P(O) = \frac{1}{K'K''} \frac{P(H_2O)}{P(H)P(H)}, \quad (3)$$

где K' , K'' — константы диссоциации молекул H_2O и OH соответственно. Следовательно,

$$\frac{P(CO)}{P(H_2O)} \approx \frac{[C/O]}{1 - [C/O]}. \quad (4)$$

Применяя это соотношение к звездам R Cyg и T And, имеющим к моменту наблюдения близкие температуры, находим, в частности, что

$$[C/O]_{R\ Cyg} : [C/O]_{T\ And} \approx 2. \quad (5)$$

в) В случае звезд R Del и T Cer наблюдается избыток излучения на длинах волн 2.17 и 2.23 мкм. Одним из возможных объяснений этого избытка может быть излучение в линиях, например в линии Бракет γ . Интенсивность эмиссии в этой линии можно оценить по формуле:

$$I = \frac{\gamma(T) \cdot 10^{-16} n_e n_p V}{4\pi} \text{ эрг/с} \cdot \text{ср}, \quad (6)$$

где $\gamma(T)$ — множитель, близкий к единице, n_e и n_p — концентрации электронов и протонов, V — объем оболочки, излучающей в линии Бракет γ . Эквивалентную ширину линии Бракет γ можно найти в предположении, что звезда излучает как абсолютно черное тело:

$$\Delta\lambda = \frac{\gamma(T) \cdot 10^{-16} n_e n_p R^{1.5} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)}{6hc^2 r^2}, \quad (7)$$

где r — радиус звезды, а R — радиус эмиссионной оболочки. Полагая $r \approx 10^{12}$ см, а $R \approx 2r$, находим:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2.5 \gamma(T) (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1) \cdot 10^{-15} n_e n_p. \quad (8)$$

Используя формулу ионизации

$$n_e n_p = 2.4 \cdot 10^{15} T^{3.2} \exp(-1.58 \cdot 10^5 T^{-1}) n_0, \quad (9)$$

нетрудно видеть, что при обычной температуре поверхности красных гигантов даже столь протяженная оболочка ($R \sim 2r$) не может дать заметной эмиссии. С другой стороны, есть основание предполагать наличие в

атмосферах некоторых красных гигантов таких источников ионизации газов, как ударные и магнитогидродинамические волны. Полагая, в частности, скорость ударной волны равной 10–20 км/с, находим:

$$T \approx \frac{m_0 V^2}{2k} \approx (0.6 - 2.4) \cdot 10^4 \text{ K.} \quad (10)$$

Таким образом, ударные волны такой интенсивности вполне могут обеспечить ионизацию водорода. Полагая концентрацию водорода в оболочке $N \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, находим, что при $\lambda \approx 2 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda/\lambda \sim 1$ и, следовательно, линейчатая эмиссия в таких оболочках может, в принципе, объяснить избыточное излучение, регистрируемое в некоторых фильтрах.

г) Для одной из наблюдавшихся звезд, а именно R Leo, распределение энергии инфракрасного излучения по длинам волн было получено Вульфом и др. [2] 26 ноября 1963 г., когда фаза этой звезды составляла 0.63. Были получены следующие потоки: на волне $\lambda = 1.60 \text{ мкм}$ — 416 относительных единиц, на волне $\lambda = 2.15 \text{ мкм}$ — 20 единиц, а на $\lambda = 1.98 \text{ мкм}$ — 272 единицы. Используя эти данные, можно найти интенсивность поглощения водяным паром на $\lambda = 1.98 \text{ мкм}$

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{F(1.98)}{F_0(1.98)} \approx 0^m 40, \quad (11)$$

где $F_0(1.98)$ — поток, полученный интерполяцией по $\lambda = 1.60$ и $\lambda = 2.15 \text{ мкм}$. Сравнивая это значение Δm с нашими данными, приведенными на рис. 1, находим, что наши измерения хорошо согласуются с данными [2], хотя фазы, а следовательно, и эффективные температуры R Leo во время этих наблюдений были различны. В то же время зависимость количества молекул H_2O в атмосфере R Leo от температуры можно оценить из условия диссоциативного равновесия следующим образом:

$$N_{\text{H}_2\text{O}} \approx \frac{N_{\text{O}} N_{\text{H}}}{K_p K_p} \sim \frac{1}{K_p K_p}, \quad (12)$$

где N_{O} и N_{H} — количества атомов кислорода и водорода соответственно, слабо зависящие от температуры. T_{eff} меняется с фазой примерно от 2000 до 2500 K, а произведение $K_p K_p$ изменяется соответственно на 4 порядка. Следовательно, отсутствие заметного изменения интенсивности полос поглощения H_2O с температурой можно объяснить, по-видимому, только насыщенностью этих полос.

The Photometry of Some Late-Type Emission Stars at 1.47—2.39 μ m.
The results of IR-observations of 7 emission variables are given. Some properties of observed energy distributions are discussed.

25 июня 1979

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

В. Э. АВЕТИСЯН
В. В. КИРЬЯН
Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН
Г. М. ТОВМАСЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын, Ю. А. Шахбазян, *Астрофизика*, 11, 645, 1978.
2. N. J. Woolf, M. Schwarzschild, W. K. Rose, *Ap. J.*, 140, 833, 1964.

УДК 523.8

NEW EMISSION-LINE STARS IN A REGION IN CYGNUS

A 11a-F objective-prism plate obtained on Sept. 17, 1974, with the Byurakan 1 m Schmidt telescope equipped with the 15 prism has been searched for emission-line stars. Spectra were widened to 0.1 mm. The plate covers the region $\alpha = 20^h 01^m - 20^h 21^m$, $\delta = +31^\circ 15' - +35^\circ 25'$ (1950). Part of the area has been surveyed earlier in the Vatican Emission Star (VES) program [1].

The dispersion of this plate is very low. The whole distance from the red end of the spectrum at about 6900 Å to the K line is only slightly less than 1 mm. In spite of this, and thanks to the excellent definition on the plate, H₂ emission lines could sometimes be clearly distinguished with a magnification of 40X. The emission lines must presumably be fairly strong to be discernible at this dispersion. 27 emission-line stars were found, which to my knowledge were not previously catalogued as such, as were a number of earlier known ones. The new emission-line stars are listed in Table 1.

In many cases previously known H₂-emission stars were not recognized as such. This may be due either to too weak emission, to the star's lying outside the useable magnitude limits, or to variable emission. The latter is probably the reason why many of the new-found stars were not discovered during, e. g., the VES survey.

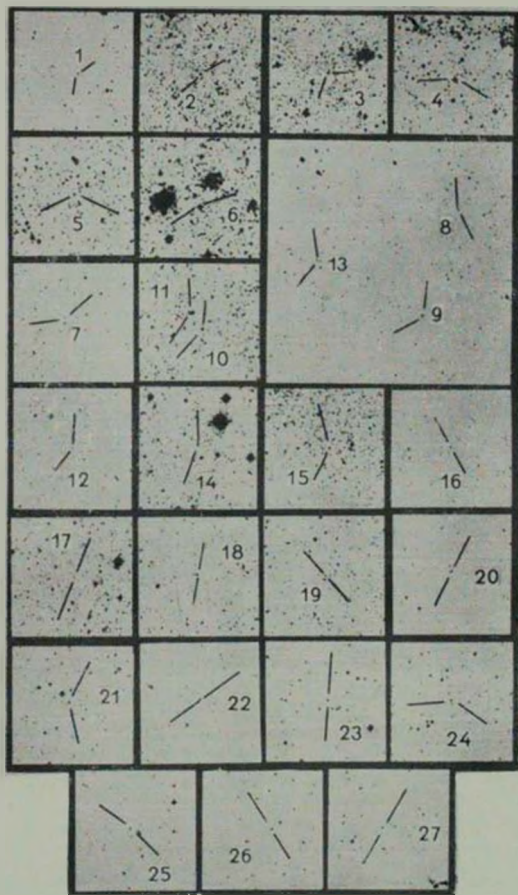


Fig. 1. Identification Charts for the new emission-line stars, reproduced from blue Palomar Sky Atlas prints. North is top, east to the left; each square is about $11 \times 11'$.

Due to the low dispersion absorption features are seldom useful as classification criteria. In principle tentative spectral types, based on the over-all appearance of spectra, can be assigned to adequately

Table 1
NEW EMISSION-LINE STARS IN CYGNUS

Star No.	Position 1950		Approx. PSS mag.	
	α	δ	δ	r
1	20 ^h 01 ^m 5	-32°41'	15 ^m 0	15 ^m 0
2	02.5	-33 50	14.0	12.5
3	04.0	+34 45	14.0	13.0
4*	06.4	+35 09	12.0	11.5
5	06.9	+33 15	15.5	14.0
6	06.9	+35 19	12.5	11.5
7	07.3	+31 47	16.0	14.0
8	07.7	+32 59	15.0	13.0
9	07.9	+32 50	13.0	12.5
10	07.9	+34 16	13.0	12.5
11	08.0	+34 18	13.5	12.0
12	08.2	+31 49	17.5	13.5
13	08.6	-32 54	15.5	14.5
14	08.8	+33 40	14.0	13.0
15	09.1	+35 19	14.0	13.0
16	11.6	+32 11	15.0	14.0
17	12.5	+33 30	18.0	14.0
18	12.5	+35 01	14.5	13.0
19	12.6	+34 20	16.0	12.5
20	13.8	-32 54	14.0	13.5
21	13.9	+34 10	14.0	13.0
22	14.1	+32 40	14.0	13.0
23	14.4	+35 02	14.0	13.0
24	16.0	+34 08	15.0	13.5
25	18.0	+34 32	15.0	14.0
26	19.8	+32 43	13.0	13.0
27	20.8	+33 07	13.5	13.5

* Red end of spectrum too dense for H₁ emission to be seen; several emission lines in the "blue" part.

exposed stars. As, however, interstellar reddening appears to affect many stars in this region rather strongly, it is often impossible to classify spectra in a reliable way. Thus, classes B and F are easily con-

fused, and faint, reddened B stars may even look like K stars. Hence no spectral types are given. It does seem probable, though, that the majority of the new emission-line stars belong to early spectral types, mostly class B.

Positions of the stars were determined from the blue Palomar Sky Atlas prints to the nearest tenth of a minute in right ascension, and to the nearest full minute of arc in declination. Approximate magnitudes, intended for identification purposes only, were measured on both colour prints with the help of the table of image diameter vs. magnitude given by King and Raff [2]. These data are given in Table 1. The identification charts were prepared from the blue Sky Atlas prints (Figure 1).

Новые эмиссионные звезды в области Лебедя. На пластинке, полученной на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с объективной призмой в 1.^{с5}, обнаружены 27 новых эмиссионных звезд в области $\alpha = 20^h 01^m - 20^h 21^m$, $\delta = +31^{\circ} 15' - +35^{\circ} 25'$. Приводятся список и карты отождествления этих звезд.

12 June 1979

Astronomical observatory
Uppsala, Sweden

G. WELIN

REFERENCES

1. G. V. Coyne, W. Winiarski, C. Corbally, Vatican Obs. Publ. 1, 197, 1975.
2. I. R. King, M. I. Raff, P.A.S.P., 89, 120, 1977.

УДК 523.035.33

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Н₂О-ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА У МОЛОДЫХ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Предположение о возможном существовании полос поглощения водяного пара в спектрах молодых звезд сравнительно ранних спектральных классов с околозвездными оболочками было сделано в работе Ковна [1]. В ней приводятся результаты спектрофотометрии низкого разрешения в диапазоне $\lambda \lambda 2.1 - 4.1$ мкм ряда молодых ИК-звезд. В спектрах двух фуоров FU Ori и V 1057 Cyg в коротковолновой области наблюдается абсорбционная деталь, интерпретируемая как крыло широкой Н₂О-полосы с центром на $\lambda = 1.9$ мкм.

В настоящей работе приводятся результаты фотометрического исследования в ближней ИК-области спектра $0.9\text{--}2.4\text{ мкм}$ группы звезд, находящихся на ранней стадии звездной эволюции и имеющих спектральный класс не позднее F.

Таблица 1

Объект	Спектр. класс	Тип объекта
Z CMa	B ₉	Звезда Хербига [2]
AB Aur	B ₉	" " "
HD 200775	B ₃	" " "
FU Ori	F ₂	Фуор
V 1057 Cyg	A ₇	"

Наблюдения были проведены осенью 1978 г. — весной 1979 г. с использованием ИК-фотометра и телескопа ЗТА-26 БАО АН Арм. ССР. В наблюдениях использовался набор узкополосных фильтров ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0.05$), вырезающих участки спектра как в «окнах» атмосферной прозрачности, так и в полосах поглощения H₂O с центрами на $\lambda = 0.93, 1.13, 1.37$ и 1.89 мкм . Фильтры для полос поглощения 0.93 и 1.13 мкм были выбраны по возможности ближе к серединам полос, а для полос 1.37 и 1.89 мкм — в крыльях полос, ввиду практически полной непрозрачности атмосферы в центрах полос в Бюракане. В каждом фильтре для каждого объекта было произведено от 2 до 12 измерений (от 2 до 5 — для «безводных» и от 4 до 12 для «водных» фильтров).

Для устранения искажающего влияния поглощения водяного пара в земной атмосфере был использован порядок наблюдений, при котором:

1. Объекты наблюдались сразу после прохождения ими верхней кульминации, когда изменение их зенитного расстояния во времени было а) монотонным и б) минимальным.

2. До и после наблюдения каждого объекта с теми же фильтрами наблюдалась звезда сравнения раннего спектрального класса, находящаяся на том же зенитном расстоянии, что и объект.

На рис. 1 приводятся распределения энергии в спектрах наблюдаемых объектов, полученные в настоящей работе, которые изображены ломаными линиями. Вертикальная черта в каждой точке на графике обозначает величину фотометрической ошибки. Уровни непрерывного спектра, отмеченные штрих-пунктирными линиями, проведены по точкам, соответствующим «окнам» прозрачности атмосферы. Стрелки и заштрихованные зоны вдоль оси длин волн показывают положения центров и границ полос поглощения H₂O на уровне 10% соответственно. Для сравнения представлены резуль-

таты Фурье-спектрофотометрии FU Ori и V 1057 Cyg в диапазоне λ 1.5—2.4 мкм из работы [3] (пунктирная линия), а также результаты широкополосной ИК-фотометрии всех наблюдаемых объектов из различных источников [1, 4]. Как видно на графике, результаты настоящей работы достаточно хорошо совпадают с результатами других авторов.

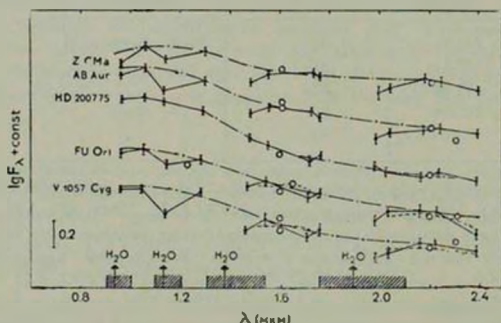


Рис. 1. Распределение энергии в спектрах молодых звезд с околозвездными оболочками в ближней ИК-области спектра (обозначения в тексте).

Из анализа результатов можно сделать следующие заключения:

1. В спектрах двух звезд Хербига (Z CMa и AB Aur) и обонх фуоров (FU Ori и V 1057 Cyg) наблюдаются абсорбционные детали, существенно превышающие по величине фотометрическую ошибку и соответствующие по положению полосам поглощения воды.

2. В спектре звезды HD 200775 H_2O -полосы не обнаруживаются. Программа узкополосной ИК-фотометрии различных типов объектов с околозвездными оболочками может быть первой ступенью в отборе объектов с признаками H_2O -абсорбции для последующего более детального исследования.

Автор благодарит сотрудников БАО за помощь при получении наблюдательного материала.

Photometrical Investigation of H_2O -Absorption Bands in the Near IR of Young Stars with Circumstellar Envelopes. The results of narrow-band photometry of five young stars with circumstellar envelopes at λ 0.9—2.4 μ m are presented. The signs of H_2O -absorption are observed

in the spectra of fuors FU Ori and V 1057 Cyg and two Herbig stars AB Aur and Z CMa.

17 мая 1979

Главная астрономическая обсерватория
АН СССР

М. А. ПОГОДИН

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Cohen*, M. N., 173, 279, 1975.
2. *G. H. Herbig*, Ap. J., Supp. ser., 4, 337, 1960.
3. *J. R. Mould, D. N. B. Hall, S. T. Ridgway, P. Hintzen, M. Aaronson*, Ap. J., 222, L123, 1978.
4. *S. E. Strom, K. M. Strom, J. Yost, L. Carrasco, G. Grasdalen*, Ap. J., 173, 353, 1972.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 15, 1979 ГОД

Аветисян А. К. Магнитосфера бармонных звезд. II. Наклонный ротор	135
Аветисян В. Э., Кирьян В. В., Погосин М. А., Шахбазян Ю. А. Спектральное распределение энергии у некоторых звезд ранних спектральных классов с газо-пылевыми оболочками	355
Аветисян В. Э., Кирьян В. В., Мелик-Алавердян Ю. К., Товмасын Г. М. Фото-метрия некоторых эмиссионных звезд поздних типов в диапазоне 1,47–2,39 мкм	707
Андреев Н. К., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование нерегулярных галактик типа M 82. II. NGC 972 и NGC 4433	577
Арутюнян Г. А., Крикорян Р. А., Никозосян А. Г. К вопросу об интерпретации вспышек красных карликовых звезд с помощью обратного комптон-эффекта	431
Арутюнян Г. Г., Попов В. В., Саркисян А. В., Чубарян Э. В. Вращающиеся сверхплотные конфигурации с учетом ионизации вещества	497
Афанасьев В. А., Липовский В. А., Шаповалова А. И. Спектрофотометрия сейфертовской галактики Маркарян 744	557
Байер Ф. Б., Тириш Г. Компактные группы компактных галактик. X.	33
Бернстем Ф., Калозоглян А. Т. Компактные галактики в окрестности скопления A 2255	393
Бисноватый-Котан Г. С., Блиинников С. И. Распространение пыли в среде с высоким лучистым давлением. II. Астрофизические приложения	163
Блиинников С. И. (см. Бисноватый-Котан Г. С.)	163
Веттин Г. Новые звезды с эмиссионными линиями в области Лебеда	712
Геворкян А. С. (см. Саркисян А. В.)	657
Головатый В. В., Шпында И. В., Яцык О. С. Расчет ионизации и линейчатого эмиссионного спектра туманности Т Тау	285
Горбачук В. Г. О причинах низкого содержания газа в эллиптических галактиках	637
Гринсгейм Дж. А., Казарян М. А., Матакия Т. Ю., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование R Моп и NGC 2261. II.	515

Гурзелян Г. А. О спектре излучения звездной вспышки	335
Гурзелян Г. А. Об эмиссионных линиях Mg II и Ca II в планетарных туманностях	461
Зайцева Г. В., Аютый В. М. Фотометрическое исследование и кратковременная периодичность RR Тау	75
Зенцова А. С. Космологическая эволюция квазаров и модели источников	67
Зенцова А. С., Чернин А. Д. Эволюция антропоинных возмущений в послереконбинационную эпоху. I. Линейная стадия	473
Зильберштейн А. С., Чернин А. Д. К теории газодинамических процессов в протоскоплениях	689
Лыувээр М., Кавчик А., Эйнасто Я. Бедное скопление галактик, содержащее четыре абсолютно ярких галактики Маркаряна	19
Кавчик А. (см. Лыувээр М.)	19
Казарян М. А. Новые галактики с UV-избытком. I.	5
Казарян М. А. Новые галактики с UV-избытком. II.	193
Казарян М. А. (см. Гринштейн Дж. А.)	615
Каллозиян А. Т. (см. Бернсен Ф.)	393
Кандалян Р. А., Санамян В. А. Наблюдения объектов Хербига-Аро на частоте 3,66 ГГц	705
Кандалян Р. А. (см. Санамян В. А.)	701
Караченцев И. Д., Сарджент В. А. В., Циммерман Б. Лучевые скорости и массы 44 двойных галактик	25
Караченцев И. Д., Фесенко Б. И. Анализ выборки двойных галактик Тернера	217
Караченцев И. Д. (см. Караченцева В. Е.)	589
Караченцева В. Е., Караченцев И. Д. Лучевые скорости изолированных галактик	589
Килячков Н. Н., Меликян Н. Д., Мираоян А. В., Шевченко В. С. Синхронные UV-наблюдения вспышек UV Кита. I.	423
Килячков Н. Н., Меликян Н. Д., Мираоян А. В., Шевченко В. С. Синхронные UV-наблюдения UV Кита. II.	605
Кивсз М. Н., Хромов Г. С. К вопросу о кинематике галактических планетарных туманностей	105
Кириян В. В. (см. Аветисян В. Э.)	355
Кириян В. В. (см. Аветисян В. Э.)	707
Ковшов В. И. Уравнения звездной конвекции. I. Осреднение по ансамблю	319
Ковшов В. И. Уравнения звездной конвекции II. Замыкание системы	671
Крикорисан Р. А. (см. Арутюнян Г. А.)	431

Курочка А. Н., Рыбко Л. Б. Замыкание линий у предела водородных серий	155
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	201
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	363
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	540
Липовецкий В. А. (см. Афанасьев В. А.)	557
Ловаш А. (см. Мнацаканян Р. Г.)	413
Лоскутова В. М., Соболев В. В. Поляризация рассеянного излучения при внутренних источниках	241
Лютый В. М. (см. Зайцева Г. В.)	75
Макарян Т. Ю. (см. Гринстейн Дж. А.)	615
Маланушенко В. П. (см. Полосухина Н. С.)	85
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XII	201
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XIII.	363
Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XIV.	540
Мелик-Алавердян Ю. К. О происхождении избытка тяжелых элементов в звездах поздних спектральных классов	129
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Австисян В. З.)	707
Меликян Н. Д. (см. Килячков Н. Н.)	432
Меликян Н. Д. (см. Килячков Н. Н.)	605
Метил А. П., Проник И. И. NGC 1275—пара взаимодействующих галактик	37
Минин И. Н. О происхождении вращения и магнетизма звезд и планет	121
Мирзоян А. В. (см. Килячков Н. Н.)	423
Мирзоян А. В. (см. Килячков Н. Н.)	605
Мнацаканян М. А. Пульсары	515
Мнацаканян Р. Г., Осканян А. В., Ловаш А. О частоте вспышек сверхновых	413
Назирнер Д. И. Расчет спектра интегрального уравнения переноса излучения. I. Полубесконечная среда	229
Назирнер Д. И. Расчет спектра интегрального уравнения переноса излучения. II.	483
Никозосян А. Г. (см. Арутюнян Г. А.)	431
Носкова Р. И. Спектр планетарной туманности Нш-2-1=BB 208 в красной и ближней инфракрасной области.	631

Онищенко О. Г. Плазменные волны в релятивистской сильно анизотропной плазме, распространяющиеся вдоль магнитного поля	253
Оскаanian А. В. (см. Мнашакanian Р. Г.)	413
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	497
Петров Г. Т. Зависимость интенсивности эмиссионных линий от показателя цвета для сейфертовских галактик типа 1	59
Петров Г. Т. Физические условия в ядрах сейфертовских галактик типа 1	383
Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Спектральное исследование галактик с UV-избытком с двойными и кратными ядрами. I.	209
Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Спектральное исследование галактик с УФ-избытком с двойными и кратными ядрами. II. Галактики с сейфертовскими особенностями компонентов ядер	373
Позодин М. А. Фотометрическое исследование H_2O полос поглощения в ближней ИК-области спектра у молодых звезд с околозвездными оболочками	714
Позодин М. А. (см. Аветисян В. Э.)	355
Полосузина Н. С., Щербаков А. Г., Маламущенко В. П. Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета $Ca II$ в спектре магнитной звезды в СгВ. I.	85
Попов В. Н., Саркисян Р. А., Хачикян Э. Е. Выявление новых структурных деталей в контуре линии H_{α} в спектре Маркаряна 372 с применением фурье-анализа пространственных частот	189
Проник В. И. Взорывные явления в галактике NGC 1275	51
Проник И. И. (см. Метик Л. П.)	37
Рымбо А. Б. (см. Курочка Л. Н.)	155
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	209
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	373
Саввиц Г. К. (см. Седракиан Д. М.)	359
Салуквадзе Г. Н. О связи кратных систем типа Трассени с ассоциациями, галактическими скоплениями и эмиссионными туманностями	311
Санамян В. А., Кондалян Р. А. Наблюдения галактик Маркаряна на радиотелескопе РАТАН-600. II.	701
Санамян В. А. (см. Кондалян Р. А.)	705
Сараджент В. А. В. (см. Караченцев Н. Д.)	25
Саркисян А. В., Хачатурян Б. В., Чубарян Э. В. Конфигурации вырожденных масс по биметрической теории гравитации Розена	506
Саркисян А. В., Чубарян Э. В., Геворкян А. С. Медленно вращающиеся конфигурации из несжимаемой жидкости по биметрической теории тяготения	669

Саркисян А. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	497
Саркисян Р. А. (см. Попов В. Н.)	189
Седрокян Д. М., Саввиди Г. К. Форма квантовых вихревых нитей во вращающихся нейтринных звездах	359
Силантьев Н. А., Холов Г. В. Собственная поляризация излучения инфракрасной углеродной звезды IRC + 10216 (CW LEO)	297
Скобелев В. В. О нейтринной светимости магнитных звезд в перенормируемых моделях	503
Соболев В. В. Теоретические кривые блеска сверхновых звезд	401
Соболев В. В. (см. Лоскутов В. М.)	241
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	201
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	363
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	549
Тирш Г. (см. Байер Ф. В.)	33
Товмасын Г. М., Шазбазян Э. Ц., Ширбакиан М. С. Письмо в редакцию	513
Товмасын Г. М. (см. Аветисян В. Э.)	707
Урпич В. А., Яковлев Д. Г. О росте температуры вглубь нейтронных звезд	647
Фесенко Б. И. Скопления скоплений галактик	599
Фесенко Б. И. (см. Караченцев Н. Д.)	217
Фомин В. П. Гамма-излучение галактического диска и обратный комптон-эффект в аккреционных потоках на свете звезд	97
Хачатурян Б. В. (см. Саркисян А. В.)	506
Хачикян Э. Е. (см. Попов В. Н.)	189
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.)	209
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.)	373
Хачикян Э. Е. (см. Андрасян Н. К.)	577
Хачикян Э. Е. (см. Гримстейн Дж. Л.)	615
Холов Г. В. (см. Силантьев Н. А.)	297
Хромов Г. С. Расстояния и галактическое распределение планетарных туманностей	269
Хромов Г. С. Система галактических планетарных туманностей, эволюция ядер	445
Хромов Г. С. (см. Киоса М. Н.)	105
Цакалас Дж. С., Цакалас С. Дж. Моделирование поведения пульсара в низкотемпературной лаборатории	533

Цакадзе С. Дж. (см. Цакадзе Дж. С.)	533
Циммерман Б. (см. Караченцев И. Д.)	25
Чернин А. Д. (см. Зенцова Л. С.)	473
Чернин А. Д. (см. Элизбертсис А. С.)	689
Чубарян Э. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	497
Чубарян Э. В. (см. Саркисян А. В.)	506
Чубарян Э. В. (см. Саркисян А. В.)	657
Шапогалова А. И. (см. Афанасьев В. А.)	557
Шарма Ж. П. Изучение аффекта релятивистского изменения массы электронов со скоростью в соотношениях $M-R$ для холодного сферического тела . . .	179
Шазбалян Э. Ц. (см. Товмасьян Г. М.)	513
Шазбалян Ю. А. (см. Аветисян В. Э.)	355
Шевченко В. С. (см. Киличков Н. Н.)	423
Шевченко В. С. (см. Киличков Н. Н.)	605
Ширбабян М. С. (см. Товмасьян Г. М.)	513
Шпычка Н. В. (см. Головатый В. В.)	285
Щекинов Ю. А. О тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высе- ванием	347
Щербakov А. Г. (см. Полосухина Н. С.)	85
Эйнасто Я. (см. Пызвасер М.)	19
Яковлев Д. Г. (см. Урпин В. А.)	647
Яцык О. С. (см. Головатый В. В.)	285

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 15, за 1979 год

Выпуск 1

Новые галактики с UV-избытком. I	М. А. Казарян	5
Бедное скопление галактик, содержащее четыре абсолютно ярких галактики Маркаряна	М. Яыввэр, А. Каалик, Я. Эйнасто	19
Лучевые скорости и массы 44 двойных галактик И. Д. Караченцев, В. А. В. Сарджент, Б. Циммерман		25
Компактные группы компактных галактик. X	Ф. В. Байер, Г. Тириш	33
NGC 1275 — пара взаимодействующих галактик	А. П. Метик, И. И. Проник	37
Варьиные явления в галактике NGC 1275	В. И. Проник	51
Зависимость интенсивности эмиссионных линий от показателя цвета для сейфертовских галактик типа I	Г. Т. Петрол	59
Космологическая эволюция квазаров и модели источников	А. С. Зенцова	67
Фотометрическое исследование и кратковременная периодичность RR TAU Г. В. Зайцева, В. М. Лютый		75
Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета CaII в спектре магнитной звезды β CrB. I Н. С. Полосухина, А. Г. Щербаков, В. П. Малигищенко		85
Гамма-излучение галактического диска и обратный комптон-эффект электронов на свете звезд	В. П. Фомищ	97
К вопросу о кинематике галактических планетарных туманностей М. Н. Кисса, Г. С. Хромов		105
О происхождении вращения и магнетизма звезд и планет	И. Н. Микин	121
О происхождении избытка тяжелых элементов в звездах поздних спектральных классов	Ю. К. Мелик-Алавердян	129
Магнитосфера барионных звезд. II. Наклонный ротатор	А. К. Аветисян	135
Замывание линий у предела водородных серий А. Н. Курочка, А. Б. Рыбка		155

Распространение волн в среде с высоким лучистым давлением. II. Астрофизические приложения	Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блишницкая	165
Изучение эффекта релятивистского изменения массы электронов со скоростью в соотношениях $M-R$ для холодного сферического тела	Ж. П. Шарма	179

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Выявление новых структурных деталей в контуре линии $H\delta$ в спектре Маркизи 372 с применением фурье-анализа пространственных частот	В. Н. Попов, Р. А. Саркисян, Э. Е. Хачикян	189
---	--	-----

Выпуск 2

Новые галактики с UV-избытком. II.	М. А. Казарян	193
Галактики с ультрафиолетовым континуумом XII.	Б. Е. Маркарян, В. А. Липоваский, Дж. А. Степанян	201
Спектральное исследование галактик с UV-избытком с двойными и красными ядрами. I.	А. Р. Петросян, К. А. Соакян, Э. Е. Хачикян	209
Анализ выборки двойных галактик Тернера	И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко	217
Расчет спектра интегрального уравнения переноса излучения. I. Полубесконечная среда	А. И. Назириер	229
Поляризация рассеянного излучения при внутренних источниках	В. М. Лоскутов, В. В. Соболев	241
Плазменные волны в релятивистской сильно анизотропной плазме, распространяющиеся вдоль магнитного поля	О. Г. Онищенко	253
Расстояния и галактическое распределение планетарных туманностей	Г. С. Хромов	269
Расчет ионизации и линейчатого эмиссионного спектра туманности T TAU	В. В. Головатый, И. В. Шпычка, О. С. Ямик	285
Собственная поляризация излучения инфракрасной углеродной звезды IRC + 10216 (CW LEO)	Н. А. Силантьев, Г. В. Холов	297
О связи кратных систем типа Тrapeции с ассоциациями, галактическими скоплениями и эмиссионными туманностями	Г. Н. Салуквадзе	311
Уравнения звездной конвекции. I. Осреднение по ансамблю	В. И. Ковшар	319
О спектре излучения звездной вспышки	Г. А. Гуррадян	335
О тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высвечиванием	Ю. А. Щекинов	347

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Спектральное распределение энергии у некоторых звезд разных спектральных классов с газо-пылевыми оболочками
В. Э. Аветисян, В. В. Кирьян, М. А. Позодин, Ю. А. Шахбазян 355
- Форма квантовых вихревых нитей во вращающихся нейтронных звездах
Д. М. Седракиан, Г. К. Саввиди 359

Выпуск 3

- Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XIII.
Б. Е. Маркрян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян 363
- Спектральное исследование галактик с УФ-избытком с двойными и кратными ядрами. II. Галактики с сейфертовскими особенностями компонентов ядер
А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян 373
- Физические условия в ядрах сейфертовских галактик типа 1 . . . Г. Т. Петрои 383
- Компактные галактики в окрестности скопления A 2255
Ф. Бернзеи, А. Т. Каллолиан 393
- Теоретические кривые блеска сверхновых звезд . . . В. В. Соболев 401
- О частоте всплесков сверхновых . . . Р. Г. Мнацаканян, А. В. Осканян, А. Лавани 413
- Синхронные UVB-наблюдения всплесков UV Кита. I.
Н. Н. Киличкова, Н. Д. Меликян, А. В. Мирвоян, В. С. Шевченко 423
- К вопросу об интерпретации всплесков красных карликовых звезд с помощью обратного комптон-эффекта
Г. А. Арутюнян, Р. А. Крикорян, А. Г. Никогосян 431
- Система галактических планетарных туманностей, эволюция ядер . . . Г. С. Хромов 445
- Об эмиссионных линиях Mg II и Ca II в планетарных туманностях
Г. А. Гурзидян 461
- Эволюция энтропийных возмущений в послереккомбинационную эпоху. I. Линейная стадия . . . А. С. Зенцова, А. Д. Чернин 473
- Расчет спектра интегрального уравнения переноса излучения. II. Плоский слой конечной оптической толщины . . . Д. И. Натирнер 483
- Вращающиеся сверхплотные конфигурации с учетом ионизации вещества
Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян 497
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
- О нейтринной светимости магнитных звезд в перенормируемых моделях
В. В. Скобелев 503
- Конфигурации вырожденных масс по биметрической теории гравитации Розена
А. В. Саркисян, Б. В. Хачатрян, Э. В. Чубарян 506

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

О радиоизлучении компактных групп компактных галактик

Г. М. Товмзян, Э. Ц. Шахбазян, М. С. Ширбабян 513

ОБЗОРЫ

Пульсары М. А. Мнацаканян 515

Моделирование поведения пульсара в низкотемпературной лаборатории

Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе 533

Выпуск 4

Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XIV

Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян 549

Спектрофотометрия сейфертовской галактики Маркарян 744

В. А. Афинасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалов 557

Спектрофотометрическое исследование иррегулярных галактик типа М 82. II.
NGC 972 и NGC 4433 Н. К. Андрасян, Э. Е. Хачикян 577

Лучевые скорости изолированных галактик В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев 589

Скопления скоплений галактик Б. И. Фесенко 599

Синхронные UV-наблюдения UV Кита. II

Н. Н. Килячков, Н. Д. Меликян, А. В. Мирзоян, В. С. Шевченко 605

Спектрофотометрическое исследование R Моп и NGC 2261. II

Дж. А. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Малакян, Э. Е. Хачикян 615

Спектр планетарной туманности Nu-2-1 = BV 208 в красной и ближней инфракрасной области Р. И. Носкова 631

О причинах низкого содержания газа в эллиптических галактиках

В. Г. Горбачуки 637

О росте температуры вглубь нейтронных звезд . . . В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев 647

Медленно вращающиеся конфигурации из несжимаемой жидкости по бисимметрической теории тяготения . . . А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян, А. С. Гечоркян 657

Уравнения звездной конвекции. II. Замыкание системы . . . В. И. Ковшов 671

К теории газодинамических процессов в протоскоплениях

А. С. Зильберштейн, А. Д. Чернин 689

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Наблюдения галактик Маркаряна на радиотелескопе РАТАН-600. II

В. А. Самаян, Р. А. Кандалян 701

Наблюдения объектов Херbig-Аро на частоте 3.66 ГГц

Р. А. Кандалян, В. А. Самаян 705

Фотометрия некоторых эмиссионных звезд поздних типов в диапазоне 1.47—2.39 мкм

В. Э. Аветисян, В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмзян 707

Новые звезды с эмиссионными линиями в области Лебедя Г. Велин 712

Фотометрическое исследование H₂O полос поглощения в ближней ИК-области спектра у молодых звезд с околосредными оболочками . . М. А. Потодин 714

INDEX OF AUTHORS

<i>Afanasyev V. L., Lipovetsky V. A., Shapovalova A. I.</i> Spectrophotometry of the Seyfert galaxy Markarian 744	557
<i>Andreassian N. K., Khachikyan E. Ye.</i> Spectrophotometric studies of M82 type irregular galaxies. II. NGC 972 and NGC 4433	577
<i>Avettian V. S., Kirjan V. V., Pogodin M. A., Shahbazian Ju. L.</i> Spectral energy distribution of some early-type stars with gas-dust shells in near infra-red	355
<i>Avettian A. K.</i> The magnetosphere of the barionic stars. II. Inclined rotator	135
<i>Avettian V. S., Kirjan V. V., Melik-Alaverdian Yu. K., Tovmassian G. M.</i> The photometry of some late-type emission stars at 1.47–2.30 μ m.	707
<i>Baler F. W., Tiersch H.</i> Compact groups of compact galaxies. X.	33
<i>Blinovatykh-Kogan G. S., Blinnikov S. I.</i> The propagation of waves in the media of high radiation pressure. II. Astrophysical applications	165
<i>Blinnikov S. I.</i> (see <i>Blinovatykh-Kogan G. S.</i>)	165
<i>Hörngen F., Kolloghian A. T.</i> Compact galaxies in the vicinity of the cluster A 2255	393
<i>Chernin A. D.</i> (see <i>Zentsova A. S.</i>)	473
<i>Chernin A. D.</i> (see <i>Zilbergleit A. S.</i>)	689
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Huruthyuntan G. A.</i>)	497
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Sarkisyan A. V.</i>)	506
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Sarkisyan A. V.</i>)	657
<i>Elnato J.</i> (see <i>Jöeveer M.</i>)	19
<i>Fessenko B. I.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>)	217
<i>Fessenko B. I.</i> Clusters of clusters of galaxies	599
<i>Fomin V. P.</i> Galactic disk gamma-rays and inverse compton scattering of the high energy electrons on starlight	97
<i>Gevorkian A. S.</i> (see <i>Sarkisyan A. V.</i>)	657
<i>Golovatykh V. V., Shpychka I. V., Yatsyk O. S.</i> Calculation of ionization and line emission of T Tau nebula	285

<i>Gorbatsky V. G.</i> On the causes of low gas content in elliptical galaxies . . .	637
<i>Greenstein J. L., Kazarian M. A., Maghakian T. Yu., Khachikyan E. Ye.</i> Spectrophotometry of NGC 2261 and R Mon. II	615
<i>Gurzadian G. A.</i> On the spectrum of stellar flare light	335
<i>Gurzadian G. A.</i> On emission lines Mg II and Ca II in planetary nebulae . . .	461
<i>Haruthyunian H. A., Krikorian R. A., Nikoghossian A. G.</i> On the interpretation of flare phenomenon on red dwarf stars by inverse Compton scattering	431
<i>Haruthyunian G. G., Papoyan V. V., Sarkisyan A. V., Chubarton E. V.</i> Rotating superdense configurations taking into account the pionization of the matter	497
<i>Jöeveer M., Kaasik A., Etnasto J.</i> Poor clusters of galaxies containing four absolutely bright Markarian galaxies	19
<i>Kaasik A.</i> (see <i>Jöeveer M.</i>)	19
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	393
<i>Kandallan R. A., Sanamian V. A.</i> The observation of Herbig-Haro objects at 1.66 GHz	705
<i>Kandallan R. A.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i>)	701
<i>Karachentsev I. D., Sargent W. L. W., Zimmerman B.</i> Radial velocities and masses for 44 binary galaxies	25
<i>Karachentsev I. D., Fessenko B. I.</i> An analysis of Turner's sample of binary galaxies	217
<i>Karachentsev I. D.</i> (see <i>Karachentseva B. Ye.</i>)	589
<i>Karachentseva V. Ye., Karachentsev I. D.</i> Radial velocities of 102 isolated galaxies	589
<i>Kazarian M. A.</i> The new galaxies with UV excess I	5
<i>Kazarian M. A.</i> The new galaxies with UV excess II	193
<i>Kazarian M. A.</i> (see <i>Greenstein J. L.</i>)	615
<i>Khachatryan B. V.</i> (see <i>Sarkisyan A. V.</i>)	506
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Popov V. N.</i>)	189
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i>)	209
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i>)	373
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Andreassian N. K.</i>)	577
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Greenstein J. L.</i>)	615
<i>Khromov G. S.</i> (see <i>Kloss M. N.</i>)	105

<i>Khromov G. S.</i> The distances and the galactic distribution of the planetary nebulae,	269
<i>Khromov G. S.</i> The system of the galactic planetary nebulae, the evolution of their nuclei	445
<i>Khazov G. V.</i> (see <i>Stilant'ev N. K.</i>)	297
<i>Kilyachkov N. N., Meliklan N. D., Mirzoyan L. V., Shevchenko V. S.</i> Synchronous UBV-observations of the UV Ceti flares I.	423
<i>Kilyachkov N. N., Meliklan N. D., Mirzoyan L. V., Shevchenko V. S.</i> Synchronous UBV observations of the UV Ceti flares, II	605
<i>Kloosa M. N.</i> On the problem of kinematics of the galactic planetary nebulae	105
<i>Kirjan V. V.</i> (see <i>Avetisyan V. S.</i>)	355
<i>Kirjan V. V.</i> (see <i>Avetisyan V. S.</i>)	707
<i>Kovshov V. I.</i> The stellar convection equations. I. The ensemble averaging	319
<i>Kovshov V. I.</i> The stellar convection equations, II	671
<i>Krikorian R. A.</i> (see <i>Huruthyuntan H. A.</i>)	431
<i>Kurochku L. N., Ribko I. B.</i> Blurring of lines before the limit of hydrogen series	155
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	201
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	363
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	549
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Afanasyev V. L.</i>)	557
<i>Lovash L.</i> (see <i>Mnatsakanian R. G.</i>)	413
<i>Loskutov V. M.</i> (see <i>Sobolev V. V.</i>)	241
<i>Lyuty V. M.</i> (see <i>Zaytseva G. V.</i>)	75
<i>Maghakian T. Yu.</i> (see <i>Greenstein J. L.</i>)	615
<i>Malanushenko V. P.</i> (see <i>Polosukhina N. S.</i>)	85
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum, XII	201
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum, XIII	363
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum, XIV	549
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> On the origin of excess of heavy elements in late-type stars	129
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Avetisyan V. S.</i>)	707

<i>Melikian N. D. (see Kilyachkov N. N.)</i>	423
<i>Melikian N. D. (see Kilyachkov N. N.)</i>	605
<i>Melik L. P., Pronik I. I. NCC 1275 is a pair of interacting galaxies</i>	37
<i>Mintin I. N. On the origin of rotation and magnetism of stars and planets</i>	121
<i>Mirzoyan L. V. (see Kilyachkov N. N.)</i>	423
<i>Mirzoyan L. V. (see Kilyachkov N. N.)</i>	605
<i>Mnatsakanyan M. A. Pulsars</i>	515
<i>Mnatsakanyan R. G., Oskanyan A. V., Lovash L. On the frequency of Supernovae</i>	413
<i>Naglerner D. I. The calculation of the spectrum of the integral equation of radiative transfer. I. Semi-infinite medium</i>	229
<i>Naglerner D. I. The calculation of the spectrum of the integral equation of radiative transfer. II. The plane layer of finite optical thickness</i>	483
<i>Nikoghosyan A. G. (see Hurutyunyan H. A.)</i>	431
<i>Noskova R. I. The spectrum of the planetary nebula Hu-2-1-BB 208 in the red and the near infrared</i>	631
<i>Onishchenko O. G. The plasma waves in a relativistic strongly anisotropic plasma, propagating along the magnetic field</i>	253
<i>Oskanyan A. V. (see Mnatsakanyan R. G.)</i>	413
<i>Papoyan V. V. (see Harutyunyan G. G.)</i>	497
<i>Petrov G. T. The dependence of emission line intensities of Seyfert galaxies of type I upon colour index</i>	59
<i>Petrov G. T. Physical conditions in the nuclei of Seyfert galaxies of type I</i>	383
<i>Petrosyan A. R., Sahakyan K. A., Khachikyan E. Ye. Spectroscopic investigation of UV-galaxies with double and multiple nuclei. I</i>	209
<i>Petrosyan A. R., Sahakyan K. A., Khachikyan E. Ye. Spectroscopic investigation of UV-galaxies with double and multiple nuclei. II. The galaxies with Seyfert type nuclei.</i>	373
<i>Pogodin M. A. Photometrical investigation of H₂O-absorption bands in the near IR of young stars with circumstellar envelopes</i>	714
<i>Pogodin M. A. (see Avetisyan V. S.)</i>	355
<i>Polosukhina N. S., Scherbakov N. G., Malanushenko V. P. The investigation of Paschen hydrogen lines and the infrared Ca II triplet in the spectrum of the magnetic star GrB 1</i>	85
<i>Popov V. N., Sarkisyan R. A., Khachikyan E. Ye. Revealing of new details in the Hβ-line profile in the spectrum of Markarian 372 by application of Fourier analysis of space frequencies</i>	189

<i>Prontk V. I.</i> The burst phenomenon in the galaxy NGC 1275	51
<i>Prontk I. I.</i> (see <i>Metik L. P.</i>)	37
<i>Ribko I. B.</i> (see <i>Kurochka L. N.</i>)	155
<i>Sahakian K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i>)	209
<i>Sahakian K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i>)	373
<i>Salukvadze G. N.</i> On the relation of Trapezium type multiple systems with associations, galactic clusters and emission nebulae	311
<i>Sanumian V. A.</i> <i>Kandalian R. A.</i> Observations of Markarian galaxies on the radio telescope RATAN-600	701
<i>Sanamian A. V.</i> (see <i>Kandalian R. A.</i>)	705
<i>Sargent W. L. W.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>)	25
<i>Sarkisian A. V., Khachatryan B. V., Chubarian E. V.</i> The configurations of degenerated masses according to the Rosen bimetric theory of gravitation	506
<i>Sarkisian A. V., Chubarian E. N., Gevorgian A. S.</i> Slowly rotating incompressible configurations according to the bimetric theory of gravitation	657
<i>Sarkisian A. V.</i> (see <i>Haruthyuntan G. G.</i>)	497
<i>Sarkisian R. A.</i> (see <i>Popov V. N.</i>)	189
<i>Savidi G. K.</i> (see <i>Sedrakian D. M.</i>)	359
<i>Sedrakian D. M., Savidi G. K.</i> The form of quantum vortexes in the rotating neutron stars	359
<i>Schektnov Yu. A.</i> On the thermal instability behind the radiative shock	347
<i>Scherbakov N. G.</i> (see <i>Polosukhina N. S.</i>)	85
<i>Shapovalova A. I.</i> (see <i>Afanasyev V. L.</i>)	557
<i>Sharma J. P.</i> A study of the effect of relativity change of mass of the electrons with velocity on the M-R relations for a cold spherical body	179
<i>Shahbazian E. Ts.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>)	513
<i>Shahbazian Ju. L.</i> (see <i>Avetisyan V. S.</i>)	355
<i>Shevchenko V. S.</i> (see <i>Kilyachkov N. N.</i>)	423
<i>Shevchenko V. S.</i> (see <i>Kilyachkov N. N.</i>) *	605
<i>Shirbakian M. S.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>)	513
<i>Shpychka I. V.</i> (see <i>Golovatyj V. V.</i>)	285
<i>Slant'ev N. A., Khosov G. V.</i> Intrinsic polarization of radiation of the infrared Carbon star IRC+10216 (CW Leo)	297
<i>Skobelev V. V.</i> On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models	503

<i>Sobolev V. V.</i> Theoretical light curves of Supernovae	401
<i>Sobolev V. V.</i> (see <i>Laskutov V. M.</i>)	241
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	201
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	363
<i>Stepanian J. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	549
<i>Tiersch H.</i> (see <i>Baler F. W.</i>)	33
<i>Toumassian G. M., Shahbazian E. Ts., Shtrbakian M. S.</i> (Letter to the editor)	513
<i>Toumassian G. M.</i> (see <i>Avetissian V. S.</i>)	707
<i>Tsakadze J. S., Tsakadze S. J.</i> Modelling of the pulsars behaviour in a low temperature laboratory	533
<i>Tsakadze S. J.</i> (see <i>Tsakadze J. S.</i>)	533
<i>Urpin A., Yakovlev D. G.</i> On the growth of temperature within neutron stars	647
<i>Yakovlev D. G.</i> (see <i>Urpin V. A.</i>)	
<i>Yatsyk O. S.</i> (see <i>Golovatyj V. V.</i>)	285
<i>Welin G.</i> New emission-line stars in a region in Cygnus	712
<i>Zuytseva G. V., Lyuty V. M.</i> The photometric study and a short-time periodi- city of RR Tau	75
<i>Zentsova A. S.</i> Cosmological evolution of quasars and energy source models	67
<i>Zentsova A. S., Chernin A. D.</i> The evolution of entropy perturbations at the post-recombination epoch. I. The linear stage	473
<i>Zilbergleit A. S., Chernin A. D.</i> The theory of gas dynamical processes in proto-clusters	689
<i>Zimmerman B.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>)	25

CONTENTS

Number 1

The new galaxies with UV-excess	<i>M. A. Kazartan</i>	5
Poor cluster of galaxies containing four absolutely bright Markarian galaxies <i>M. Joeveer, A. Kaastk, J. Etnasto</i>		19
Radial velocities and masses for 44 binary galaxies <i>I. D. Karachentsev, W. L. W. Sargent, B. Zimmermann</i>		25
Compact groups of compact galaxies. X.	<i>F. W. Baler, H. Tiersch</i>	33
NGC 1275 is a pair of interacting galaxies	<i>L. P. Metik, I. I. Pronik</i>	37
The Lurat phenomenon in the galaxy NGC 1275	<i>V. I. Pronik</i>	51
The dependence of emission line intensities of Seyfert galaxies of type 1 upon colour index	<i>G. T. Petrov</i>	59
Cosmological evolution of quasars and energy source models	<i>A. S. Zentsova</i>	67
The photometric study and a short-time periodicity of RR Tau <i>G. V. Zaytseva, V. M. Lyuty</i>		75
The investigation of Paschen hydrogen lines and the infrared Ca II triplet in the spectrum of the magnetic star δ CrB <i>N. S. Polosukhina, N. G. Scherbakov, V. P. Malanushenko</i>		85
Galactic disk gamma-rays and inverse compton scattering of the high energy electrons on starlight	<i>V. P. Fomin</i>	97
On the problem of kinematics of the galactic planetary nebulae <i>M. N. Kioasa, G. S. Khromov</i>		105
On the origin of rotation and magnetism of stars and planets	<i>I. N. Minin</i>	121
On the origin of excess of heavy elements in late-type stars <i>Yu. K. Melik-Alavesdian</i>		129
The magnetosphere of the barionic stars. II. Inclined rotator	<i>A. K. Avetisyan</i>	135
Blurring of lines before the limit of hydrogen series <i>L. N. Kurochka, I. B. Ribko</i>		155
The propagation of waves in the media of high radiation pressure. II. Astro- physical applications	<i>G. S. Bisnovatyt-Kogan, S. I. Blinnikov</i>	165
A study of the effect of relativity change of mass of the electrons with velo- city on the M-R relations for a cold spherical body	<i>J. P. Sharma</i>	179

NOTES

- Revealing of new details in the N_5 -line profile in the spectrum of Markarian 372 by application of Fourier analysis of space frequencies
V. N. Popov, R. A. Sarkisyan, E. Ye. Khachikyan 189

Number 2

- The new galaxies with UV-excess. II *M. A. Kazarian* 193
- Galaxies with ultraviolet continuum. XII
B. E. Markarian, V. A. Litovetsky, J. A. Stepanian 201
- Spectroscopic investigation of UV-galaxies with double and multiple nuclei. I.
A. R. Petrosyan, K. A. Sahakyan, E. Ye. Khachikyan 209
- An analysis of Turner's sample of binary galaxies
I. D. Karachentsev, B. I. Fessenko 217
- The calculation of the spectrum of the integral equation of radiative transfer
 I. Semi-infinite medium *D. I. Nagtner* 229
- Polarization of scattered light in atmospheres with embedded sources
V. M. Loskutov, V. V. Sobolev 241
- The plasma waves in a relativistic strongly anisotropic plasma, propagating along the magnetic field *O. G. Onishchenko* 253
- The distance and the galactic distribution of the planetary nebulae
G. S. Khromov 269
- Calculation of ionization and line emission of T Tau nebula
V. V. Golovatyj, I. V. Shpychka, O. S. Yatsyk 285
- Intrinsic polarization of radiation of the infrared carbon star IRC + 10216 (CW LEO) *N. A. Silant'ev, G. V. Khozov* 297
- On the relation of Trapezium type multiple systems with associations, galactic clusters and emission nebulae *G. N. Salukvadze* 311
- The stellar convection equations. I. The ensemble averaging *V. I. Kovshov* 319
- On the spectrum of stellar flare light *G. A. Gurzadyan* 335
- On the thermal instability behind the radiative shock *Yu. A. Schektnov* 347

NOTES

- Spectral energy distribution of some early-type stars with gas-dust shells in near infrared
V. S. Avetisyan, V. V. Kirjan, M. A. Pogodin, Ju. L. Shahbaskan 355
- The form of quantum vortexes in the rotating neutron stars
D. M. Sedrakyan, G. K. Savvidi 359

Number 3

Galaxies with ultraviolet continuum. XIII	
<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	363
Spectroscopic investigation of UV-galaxies with double and multiple nuclei. II.	
The galaxies with Seyfert type nuclei	
<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	373
Physical conditions in the nuclei of Seyfert galaxies of type 1	
<i>G. T. Petrov</i>	383
Compact galaxies in the vicinity of the cluster A 2255	
<i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	393
Theoretical light curves of supernovae	<i>V. V. Sobolev</i> 401
On the frequency of supernovae	
<i>R. G. Mnatsakanian, A. V. Oskanian, L. Lovash</i>	413
Synchronous UVB-observations of the UV Ceti flares. I	
<i>N. N. Kilyachkov, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, V. S. Shevchenko</i>	423
On the interpretation of flare phenomenon on red dwarf stars by inverse compton scattering	
<i>H. A. Haruthyunian, R. A. Krikorian, A. G. Nikoghossian</i>	431
The system of the galactic planetary nebulae, the evolution of their nuclei	
<i>G. S. Khromov</i>	445
On emission lines of Mg II and Ca II in planetary nebulae	<i>G. A. Gurzadyan</i> 461
The evolution of entropy perturbations at the post-recombination epoch. I.	
The linear stage	<i>A. S. Zentsova, A. D. Chernin</i> 473
The calculation of the spectrum of the integral equation of radiative transfer.	
II. The plane layer of finite optical thickness	<i>D. I. Nagtner</i> 483
Rotating superdense configurations taking in account the pionisation of the matter	
<i>G. G. Haruthyunian, V. V. Papoyan, A. V. Sarkisyan, E. V. Chubarian</i>	497
NOTES	
On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models	
<i>I. V. Skobelev</i>	503
The configurations of degenerated masses according to the Rosen bimetric theory of gravitation	
<i>A. V. Sarkisyan, B. V. Khachatryan, E. V. Chubarian</i>	506
Letter to the editor	
<i>G. M. Tovmassian, E. Ts. Shahbazian, M. S. Shtrbaktan</i>	513
REVIEWS	
Pulsars	<i>M. A. Mnatsakanian</i> 515
Modelling of the pulsars behaviour in a low temperature laboratory	
<i>J. S. Tsakadze, S. J. Tsakadze</i>	533

Number 4

Galaxies with ultraviolet continuum. XIV <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	549
Spectrophotometry of the Seyfert galaxy Markarian 744 <i>V. L. Afanas'ev, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova</i>	557
Spectrophotometric studies of M 82 type irregular galaxies. II. NGC 972 and NGC 4433 <i>N. K. Andreassian, E. Ye. Khachikyan</i>	577
Radial velocities of 102 isolated galaxies <i>V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev</i>	589
Clusters of clusters of galaxies <i>B. I. Fessenko</i>	599
Synchronous UBV-observations of the UV Ceti flares. II. <i>N. N. Kilyachkov, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, V. S. Shevchenko</i>	605
A spectrophotometry of NGC 2261 and R Mon. II. <i>J. L. Greenstein, M. A. Kazarian, T. Yu. Maghakyan, E. Ye. Khachikyan</i>	615
The spectrum of the planetary nebula Hu-2-1 VV 208 in the red and the near infrared <i>R. I. Noskova</i>	631
On the causes of low gas content in elliptical galaxies <i>V. V. Gorbatsky</i>	637
On the growth of temperature within neutron stars <i>V. A. Urpin, D. G. Yakovlev</i>	647
Slowly rotating incompressible configurations according to the bimetric theory of gravitation <i>A. V. Sarkisyan, E. V. Chubartan, A. S. Gevorgyan</i>	657
The stellar convection equations. II. The system close <i>V. I. Kovshov</i>	671
The theory of gas dynamical processes in proto-clusters <i>A. S. Silbergliet, A. D. Chernin</i>	689
NOTES	
Observations of Markarian galaxies on the radio telescope RATAN-600 <i>V. A. Sanamyan, R. A. Kandallan</i>	701
The observations of Herbig-Haro objects at 3.60 GHz <i>R. A. Kandallan, V. A. Sanamyan</i>	705
The photometry of some late-type emission stars at 1.47–2.39 μ m <i>V. S. Avetisyan, V. V. Ktryan, Yu. K. Melik-Alaverdyan, H. M. Tovmassian</i>	707
New emission-line stars in a region in Sygnus <i>G. Welin</i>	712
Photometrical investigation of H ₂ O-absorption bands in the near IR of young stars with circumstellar envelopes <i>M. A. Pogodin</i>	714

CONTENTS

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XIV	
<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	549
SPECTROPHOTOMETRY OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 744	
<i>V. L. Afanas'ev, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova</i>	557
SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF M 82 TYPE IRREGULAR GALAXIES.	
II. NGC 972 AND 4433 <i>N. K. Andreasian, E. Ye. Khachikyan</i>	577
RAIAL VELOCITIES OF 102 ISOLATED GALAXIES	
<i>V. E. Karachentseva, I. D. Karachentsev</i>	589
CLUSTERS OF CLUSTERS OF GALAXIES <i>B. I. Fessenko</i>	599
SYNCHRONOUS UBV-OBSERVATIONS OF THE UV CETI FLARES. II	
<i>N. N. Kiljachkov, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, V. S. Shevchenko</i>	605
A SPECTROPHOTOMETRY OF NGC 2261 AND R MON. II.	
<i>J. L. Greenstein, M. A. Kazarian, T. Yu. Maghakian, E. Ye. Khachikyan</i>	615
THE SPECTRUM OF THE PLANETARY NEBULA Hu-2.1=VV 208 IN THE	
RED AND THE NEAR INFRARED <i>R. I. Noskova</i>	631
ON THE CAUSES OF LOW GAS CONTENT IN ELLIPTICAL GALAXIES	
<i>V. V. Gorbatsky</i>	637
ON THE GROWTH OF TEMPERATURE WITHIN NEUTRON STARS	
<i>V. A. Urpin, D. G. Yakovlev</i>	647
SLOWLY ROTATING INCOMPRESSIBLE CONFIGURATIONS ACCORDING	
TO THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION	
<i>A. V. Sarkisyan, E. V. Chubarian, A. S. Gevorgyan</i>	657
THE STELLAR CONVECTION EQUATIONS. II. THE SYSTEM CLOSE	
<i>V. I. Kovshov</i>	671
THE THEORY OF GAS DYNAMICAL PROCESSES IN PROTO-CLUSTERS	
<i>A. S. Silbergliett, A. D. Chernin</i>	689
NOTES	
OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES ON THE RADIO TELESCOPE RATAN-600	
<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandarian</i>	701
THE OBSERVATIONS OF HERBIG-HARO OBJECTS AT 3.66 GH:	
<i>R. A. Kandarian, V. A. Sanamian</i>	705
THE PHOTOMETRY OF SOME LATE-TYPE EMISSION STARS AT 1.47-2.29 μ m	
<i>V. S. Avetisyan, V. V. Kirjan, Yu. K. Melik-Alaverdyan, G. M. Tovmassian</i>	707
NEW EMISSION-LINE STARS IN A REGION IN SYGNUS <i>G. Welin</i>	712
PHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF H ₂ O-ABSORPTION BANDS IN THE NEAR IR OF	
YOUNG STARS WITH CIRCUMSTELLAR ENVELOPES <i>M. A. Pogodin</i>	714